

Hans Werner. Ostner.

EINE SYSTEMATISCHE UNTERSUCHUNG DER DEUTERONEN-
STREUUNG AN GG-KERNEN DER SD-SCHALE MIT HILFE DER
TEILCHEN-GAMMA-WINKELKORRELATION BEI $E_d = 10 \text{ MeV}$

Diss. Belangen

1001 m 3 87

EINE SYSTEMATISCHE UNTERSUCHUNG DER DEUTERONEN-
STREUUNG AN GG-KERNEN DER SD-SCHALE MIT HILFE DER
TEILCHEN-GAMMA-WINKELKORRELATION BEI $E_d = 10 \text{ MeV}$

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Hanns-Werner Ortnner

aus Erlangen

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 17.5.1984

Vorsitzender der Prüfungskommission: Professor Dr. K. Jakobs

Erstberichterstatte: Professor Dr. A. Hofmann

Zweitberichterstatte: Professor Dr. E. Finckh

Zusammenfassung

Am Erlanger Tandembeschleuniger wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte und die Teilchen- γ -Winkelkorrelationen für die Deuteronenstreuung zum 1. angeregten Zustand an den Kernen $^{20,22}\text{Ne}$ und $^{32,34}\text{S}$ gemessen. Zusammen mit den Messergebnissen aus früheren Arbeiten (eine Zusammenfassung dieser Arbeiten findet sich in /VOGL83/) ergibt sich daraus eine Serie von Messdaten an 8 aufeinanderfolgenden gg-Kernen in der sd-Schale, die eine systematische Untersuchung der Deuteronenstreuung an Kernen unterschiedlicher Quadrupoldeformation zuläßt. Die Einschüßenergie der Deuteronen betrug dabei jeweils 10 MeV.

Zur Aufnahme der koinzidenten Ereignisse diente eine Multidetektoranordnung mit 8 Halbleitersperrschichtdetektoren bzw. 4 Teleskopen für den Nachweis der gestreuten Deuteronen. Die Spektroskopie der γ -Quanten erfolgte mit einem Ge(Li)-Detektor und 3 NaJ-Zählern. Das Target bestand im Falle der Messung an den Ne-Isotopen aus einer kleinen Gaszelle die speziell auf die Erfordernisse der γ -Winkelkorrelation abgestimmt war. Die Deuteronenstreuung am Schwefel wurde an Al-S-Al Sandwichtargets gemessen.

Die Analyse der Daten erfolgte durch Distorted Wave Born Approximation (DWBA) und Coupled Channels (CC-) Rechnungen im Rahmen erweiterter optischer Modelle. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die zur Beschreibung der Daten nötigen optischen Potentiale und die Art des Modells gelegt. Die d- γ -Winkelkorrelation erwies sich dabei als wertvolles Instrument zur Anpassung des realen und imaginären Teils des optischen Potentials.

Die symmetrische DWBA (gleiche Potentiale in Ein- und Ausgangskanal) ergab nur für die Kerne mit relativ kleiner

Quadrupoldeformation (^{30}Si , ^{32}S , ^{34}S) eine befriedigende Beschreibung. Für höher deformierte Kerne konnte die DWBA unter Verwendung glaubwürdiger Potentiale, speziell die Winkelkorrelationsdaten nicht wiedergeben.

Eine sehr viel konsistentere Beschreibung der Daten bei den hochdeformierten Kernen lieferten CC-Rechnungen mit optischen Potentialen die für alle Kerne sehr ähnlich waren. Die Volumenintegrale der realen Potentiale waren dabei in charakteristischer Weise abhängig von den Eigenschaften des zugrundeliegenden Modells. Ein Vergleich mit globalen Parametersätzen und die Forderung nach Stetigkeit der Volumenintegrale über die sd-Schale lieferte dann ein gutes Kriterium zur Beurteilung der Kernmodelle und ihrer Parameter.

Eine frühere "mikroskopische" Beschreibung /STUM81/ der Messdaten (auf der Basis von Schalenmodellformfaktoren und stetiger optischer Potentiale) an den Mg- und Si-Isotopen konnte durch Rechnungen am $^{32,34}\text{S}$ ergänzt werden; diese Rechnungen erbrachten jedoch schlechtere Übereinstimmungen mit dem Experiment als die im Rahmen des erweiterten optischen Modells durchgeführten "makroskopischen" Analysen.

Die vorliegende Arbeit zeigt, daß auch "makroskopische" Analysen einen über die Massenzahl stetigen Verlauf der Parameter des optischen Potentials liefern.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	7
2. Theorie.....	9
2.1 Die Teilchen- γ -Winkelkorrelation.....	9
2.2 Die inelastische Streuung.....	15
2.2.1 Die DWBA.....	16
2.2.2 Die Methode der gekoppelten Kanäle.....	19
2.3 Einige Bemerkungen zum optischen Potential.....	22
3. Experimente.....	25
3.1 Aufbau.....	26
3.1.1 Strahlführung.....	26
3.1.2 Mechanischer Aufbau	28
3.1.3 d-Detektoren.....	28
3.1.4 γ -Detektoren.....	29
3.1.5 Das Gastarget.....	31
3.1.6 Die Schwefeltargets.....	33
3.2 Elektronik und Datenaufnahme.....	34
3.2.1 Die Elektronik.....	34
3.2.2 Normierung und freie Zählraten.....	38
3.2.3 Datenaufnahme und Überwachung.....	39
3.3 Auswertung.....	39
3.3.1 Projektionen.....	39
3.3.2 Die Winkelkorrelationsfunktion.....	42
3.3.3 Messfehler.....	44

4. Ergebnisse und Diskussion.....	46
4.1 Observable.....	47
4.2 Abschätzung der Compound-Kern-Reaktionsanteile.....	48
4.3 Vergleich der Streudaten der verschiedenen Kerne.....	49
4.4 DWBA-Rechnungen.....	51
4.4.1 Elastische Streuung am optischen Potential.....	51
4.4.2 DWBA-Analysen der inelastischen Streuung.....	54
4.5 Coupled-Channels-Analysen.....	68
4.5.1 Die CC-Rechnungen zu den Kernen.....	68
4.5.2 Diskussion der benötigten Potentiale.....	84
4.5.3 Das Vorzeichen der Quadrupoldeformation.....	88
4.5.4 Mikroskopische Analysen.....	94
5. Schlußbemerkung.....	98
6. Literaturverzeichnis.....	99

1. Einleitung

In einer Reihe vorangegangener Arbeiten /SCHE75/, /BOET78/, /WINK79/, /MEYE80/, /STEU77/, /VOGL79/, /ENGE83/, /VOGL83/ am Erlanger Tandembeschleuniger wurde mit Hilfe der d - γ -Winkelkorrelation ein Zugang zum Verständnis von Kernreaktionen im Rahmen von Distorted Wave Born Approximation (DWBA-) und Coupled Channels (CC-) Rechnungen auf der Basis des erweiterten optischen Modells *) geschaffen.

Dabei wurde am Beispiel der Deuteronenstreuung an $^{26,24}\text{Mg}$ der Einfluß der gekoppelten Kanäle und die Möglichkeiten höherer Kopplungen erörtert /SCHE75/, /BOET78/. Unter ähnlichen Bedingungen wurde die d - γ -Winkelkorrelation am $^{28,30}\text{Si}$ gemessen um die Möglichkeiten zur Unterscheidung der Parameter makroskopischer Kernmodelle zu diskutieren /MEYE80/, /VOGL79/. In /VOGL83/ sind die wesentlichen Ergebnisse dieser Untersuchungen zusammengefaßt veröffentlicht. Anhand der d - γ -Winkelkorrelation am $^{20,22}\text{Ne}$ und $^{32,34}\text{S}$ sollen hier die Ergebnisse früherer Untersuchungen in der sd -Schale erweitert, werden und versucht werden, aus der Systematik von d - γ -Winkelkorrelationen bei nunmehr 8 Kernen einige offene Fragen zu klären.

Im Rahmen der frühen DWBA- und CC- Rechnungen wurden für die Beschreibung der d -Streuung an den Magnesium- und Siliziumisotopen in den verschiedenen Arbeiten die optischen Potentiale an die Daten der individuellen Kerne angepasst. Dabei ergaben sich große Unterschiede von Kern zu Kern in den Parametern des optischen Potentials. Diese individuelle Wahl des Potentials überträgt sich in gewissem Maße auch in die Diskussion der Reaktions- und Kernmodelle.

Durch die Erweiterung der Messungen auf die Neon- und Schwefelisotope ergibt sich eine Reihe von 8 gg -Kernen, die es erlaubt, eine detaillierte Untersuchung über die Deuteronenpotentiale in der sd -Schale zu führen. Dabei kann getestet

*) Diese Rechnungen und die zugrundeliegenden Kernmodelle werden im folgenden kurz "makroskopisch" genannt

werden, in wie weit makroskopische Kernmodelle eine Beschreibung der Streudaten mit einem gemeinsamen oder ähnlichen Potentialen liefern können. Wenn die makroskopischen Rechnungen solches zu leisten in der Lage sind, kann man durch Stetigkeitsüberlegungen und durch Vergleich mit theoretischen Potentialen (oder globalen Parametersätzen) die Diskussion der Reaktions- und Kernmodelle mit neuen Kriterien bereichern. Die daraus folgenden Aussagen sind dann wesentlich eindeutiger.

Verbleiben dagegen grobe Unstetigkeiten von Kern zu Kern in den Potentialparametern der makroskopischen Rechnungen, so müssen sich darin Details in der Kernstruktur der einzelnen Kerne widerspiegeln. Mit Hilfe von mikroskopischen CC-Rechnungen auf der Basis von Schalenmodellformfaktoren /STUM81/ können dann die Schalenmodellwellenfunktionen wieder durch Stetigkeitsüberlegungen für das optische Potential auf die Wiedergabe dieser Details getestet werden. Dazu bietet sich die Untersuchung der näheren Umgebung um die Kerne ^{28}Si und ^{32}S an, weil hier die $d_{5/2}$ bzw. $s_{1/2}$ Unterschalenabschlüsse liegen.

Die γ -Winkelkorrelation mit ihren scharfen Diffraktionsstrukturen, verursacht durch Interferenzen zwischen verschiedenen Übergangsamplituden, liefert dabei ein ausgezeichnetes Mittel nicht nur zur Unterscheidung von Kernmodellen /VOGL83/, sondern auch zur Bestimmung des realen optischen Potentials.

Da die γ -Winkelkorrelation nur wenig von den Spin-Bahn(LS)-Potentialen abhängt, gelingt diese Bestimmung unabhängig vom LS-Potential. Damit läßt sich dann erörtern, unter welchen Bedingungen sich globale Parametersätze des optischen Potentials unabhängig vom LS-Anteil in die sd-Schale erweitern lassen.

In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, in wie weit sich die Deuteronenstreuung an den oben genannten Kernen durch den "makroskopischen" DWBA- oder CC-Formalismus im Rahmen "vernünftiger" optischer Potentiale verstehen läßt. Daneben werden im letzten Kapitel auch CC-Rechnungen im Rahmen von "mikroskopischer" Schalenmodellformfaktoren speziell an den Schwefelisotopen diskutiert.

2. Theorie

Am Anfang der vorliegenden Untersuchung der Deuteronenstreuung mit Hilfe von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen soll ein Koordinatensystem vereinbart werden, auf das sich das im folgenden Dargelegte bezieht. Die z-Achse ist parallel zu $\vec{k}_d \times \vec{k}_{d'}$, steht also senkrecht auf der Reaktionsebene. Die x-Achse ist identisch mit der Strahlrichtung $\vec{k}_d$. Die y-Achse ist dann entsprechend so gewählt, daß sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Der Streuwinkel der Teilchen wird daher in dieser Arbeit immer mit φ_d bezeichnet.

Diese Koordinaten werden üblicherweise im Zusammenhang mit Teilchen- γ -Winkelkorrelationen gewählt, weil sich aus der Reflexionssymmetrie an der Reaktionsebene einfache Beziehungen zur Besetzung der magnetischen Unterzustände (bezüglich dieser z-Achse) des angeregten Restkerns ergeben. Und zwar gilt in diesen Koordinaten für eine Kernreaktion $A + a \rightarrow B + b$ das Bohr'sche Theorem /BOHR59/:

$$e^{i\pi(m_A + m_a - m_B - m_b)} = \pi_A \cdot \pi_a \cdot \pi_B \cdot \pi_b \quad (1)$$

Wobei m_x die Projektion des inneren Drehimpulses auf die z-Achse und π_x die innere Parität des Zustandes bedeuten.

Im betrachteten Fall der d-Streuung vom Grundzustand ($J^\pi = 0^+$) zum ersten angeregten Zustand ($J^\pi = 2^+$) folgt daraus:

$$m_a - m_b - m_B = \text{gerade}$$

Das bedeutet, daß ungerade magnetische Unterzustände im Endkern B nur durch einen Spinhalbflip des gestreuten Deuterons besetzt werden können. Dies ist ein sehr seltener Prozeß, der oft vernachlässigt werden kann (siehe Kap. 3.3.2).

2.1 Die Teilchen- γ -Winkelkorrelation

Bei der inelastischen Streuung und Kernreaktionen bleiben oft die Kerne in angeregten Zuständen zurück, die innerhalb der technisch möglichen Zeitauflösung über γ -Emission zerfallen.

Dabei ist wesentlich, daß die vorangehende Anregung des Kerns und der γ -Zerfall zwei getrennte Prozesse sind, die sich zeitlich nicht überlappen, weil die Kernreaktion als Prozeß der starken Wechselwirkung um viele Größenordnungen schneller abläuft. Der γ -Zerfall ist dann sehr gut als Sonde für die Untersuchung der vorhergehenden Streuung geeignet, da er Aufschluß über die Spinorientierung des entstehenden Restkerns geben kann. Ausführliche Darstellungen der Theorie der Winkelkorrelation finden sich in /RYBI70/GILL75/, /FERG65/ROSE67/. Hier soll nur eine kurze Beschreibung der Theorie, soweit sie zum Verständnis der Messgrößen nötig ist, gegeben werden.

Ausgangspunkt ist die Besetzung der magnetischen Unterzustände eines angeregten Kernzustands durch eine Kernreaktion. Da hier i.a. keine Symmetrieachse ausgezeichnet ist, geschieht die Darstellung dieser Besetzung in ihrer allgemeinsten Form, im Dichtematrixformalismus. Die Dichtematrix $\rho_{m,m'}(\vec{k}_d, \vec{k}_{d'})$ gibt also die Spinorientierung des angeregten Kerns wieder, wenn das Teilchen in $\vec{k}_{d'}$ -Richtung gestreut wurde.

Den γ -Zerfall des angeregten Zustands beschreibt man durch Ankoppeln des Kerns an das quantisierte elektromagnetische Feld. Der Hamiltonoperator eines solchen Systems läßt sich in drei Teile spalten:

$$H = H_{\text{kern}} + H_{\text{elmag. Feld}} + H_{\text{WW}} \quad (2)$$

Der letzte Teil H_{WW} (er stellt die Wechselwirkung des quantisierten elektromagnetischen Felds mit dem Kern dar) kann man als kleine Störung zu dem Rest des Hamiltonians auffassen. Der ungestörte Hamiltonian hat als Eigenzustände die Zustände des betrachteten Kerns plus die Feldquanten des elektromagnetischen Feldes.

H_{WW} ergibt sich aus dem Hamiltonian eines Kerns, der mit einem klassischen elektromagnetischen Feld wechselwirkt zu

$$H_{\text{WW}} = \frac{e\hbar}{2mc} \sum_n (2g_{1n} \vec{p}_n \vec{A}(\vec{r}_n) + g_{5n} \vec{s}_n \mathcal{H}(\vec{r}_n)) \quad (3)$$

mit $\vec{\mathcal{H}} = \text{rot } \vec{A}$ und g_{1n}, g_{5n} als g-Faktoren des n-ten Nukleons, wobei das Vektorpotential $\vec{A}$ durch einen Feldoperator ersetzt wird:

$$\bar{A}(\bar{r}) = \sum_{k\gamma} \left(\frac{2\pi\hbar c}{L^3 k} \right)^{\frac{1}{2}} [\bar{\epsilon}_{\gamma} e^{i\bar{k}\bar{r}} a_{k\gamma} + \bar{\epsilon}_{\gamma}^* e^{-i\bar{k}\bar{r}} a_{k\gamma}^+] \quad (4)$$

Die $a_{k\gamma}$ und $a_{k\gamma}^+$ sind die üblichen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für ein γ -Quant mit dem Wellenvektor $\bar{k}$ und der Polarisation $\bar{\epsilon}_{\gamma}$. Der Anfangszustand enthält nur den angeregten Kern; der Endzustand enthält hingegen den Grundzustand des Kerns und ein Photon $(\bar{k}, \bar{\epsilon}_{\gamma})$. Deswegen trägt nur der Erzeugungsoperator $a_{k\gamma}^+$ zum Übergangsmatrixelement bei. Wegen $\langle j_f m_f | (\bar{k}, \bar{\epsilon}) \rangle = a_{k\gamma}^+ | j_f m_f \rangle$ ergibt sich die Übergangsamplitude A zu:

$$A = \frac{k}{2\pi} \sqrt{L^3} \langle j_f m_f | (\bar{k}, \bar{\epsilon}) | H_{ww} | j_i m_i \rangle = \quad (5)$$

$$\text{mit } = \sqrt{\frac{\hbar c k}{2\pi}} \langle j_i m_i | H_a(\bar{k}, \bar{\epsilon}) | j_f m_f \rangle$$

mit

$$H_a = \frac{e\hbar}{2mc} (2g_{ln} \bar{p} \bar{\epsilon} e^{i\bar{k}\bar{r}} + g_s \bar{s} \nabla \times \bar{\epsilon} e^{i\bar{k}\bar{r}})$$

Da der γ -Übergang zwischen Eigenzuständen des Drehimpulses und der Parität stattfindet ist es zweckmäßig, die ebenen Wellen in Gl.6 nach Multipolen zu entwickeln. In der Näherung langer Wellenlängen ($kr \ll 1$) führt das zur Zerlegung in die bekannten elektromagnetischen Multipoloperatoren $T_{LM}^{(\gamma)}$, und die Übergangsamplitude, vermittelt durch ein γ -Quant mit der Zirkularpolarisation q wird dann:

$$A_{m_f m_i}^q = -\sqrt{\frac{k}{2\pi\hbar}} \sum_{LM\pi} q^{\pi} \langle j_f m_f | T_{LM}^{(\pi)} | j_i m_i \rangle \mathcal{D}_{Mq}^L \quad (7)$$

Die hier auftretende Drehmatrix ergibt sich aus der Entwicklung von $e^{i\bar{k}\bar{z}}$ und der anschließend notwendigen Drehung für den allgemeinen Fall einer ebenen Welle in $\bar{k}$ -Richtung. Sie enthält damit die Winkelabhängigkeit der γ -Strahlung. Mit Hilfe des Wigner-Eckart-Theorems läßt sich bei solchen Matrixelementen aus sphärischen Tensoren die Geometrie des Übergangs von der Übergangsstärke abspalten.

$$\langle j_f m_f | T_{LM}^{(\pi)} | j_i m_i \rangle = (-)^{2L} (j_f L m_f M | j_i m_i) \langle j_f || T_{LM}^{(\pi)} || j_i \rangle \quad (8)$$

Damit ergibt sich für die γ -Übergangswahrscheinlichkeit (pro Zeiteinheit) aus einem durch die Dichtematrix $\rho_{m_i m_i'}$ beschriebenen Ensemble von Kernen:

$$P(\bar{k}) = \sum_{m_i m_i' q} \rho_{m_i m_i'} \sum_{m_f} A_{m_i m_f}^q A_{m_i m_f}^{q*} \quad (9)$$

Da die Polarisation des γ -Quants nicht beobachtet wird, wird hier über $q = \pm 1$ summiert. Zusammen mit der Reduktion eines Produkts von Drehmatrizen und mit der Beziehung

$$D_{00}^K(\alpha, \beta, \tau) = C_{KQ}^*(\beta, \alpha) = \sqrt{\frac{4\pi}{2K+1}} Y_K^Q(\beta, \alpha) \quad (10)$$

ergibt sich durch Einsetzen von Gl. 7 und Gl. 8 in Gl. 9 nach längerem Umformen von Clebsch-Gordankoeffizienten für die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit und Raumwinkelement:

$$P(\bar{k}) = \frac{k}{2\pi\hbar} \sum_{KQ L L'} \frac{B_{KQ} R_K(LL' j_i j_f) C_{KQ}(\theta\varphi) X}{\pi \pi'} \quad (11)$$

$$X \left[1 + (-)^{L+L'+\pi+\pi'-K} \right] \frac{\langle j_i || T_L^\pi || j_f \rangle}{\sqrt{2L+1}} \frac{\langle j_i || T_{L'}^{\pi'} || j_f \rangle^*}{\sqrt{2L'+1}}$$

Dabei wurden die Clebsch-Gordankoeffizienten in den Faktoren $R_K(LL' j_i j_f)$ zusammengefaßt. Die sphärischen Tensoren B_{KQ} heißen statistische Tensoren. Sie enthalten die gleiche Information wie die Dichtematrix:

$$B_{KQ} = \sum_{m_i m_i'} (-)^{j_i - m_i'} (j_i j_i m_i' | KQ) \rho_{m_i m_i'} \quad (12)$$

Weiterhin soll der γ -Übergang zwischen Zuständen guter Parität erfolgen. Das heißt, daß die reduzierte Übergangsamplitude nur dann ungleich Null ist, wenn für ein gegebenes L das richtige π gewählt wird. Aus $L+\pi$ = gerade (ungerade) folgt dann $L'+\pi'$ = gerade (ungerade), so daß $L+\pi+L'+\pi'$ immer gerade ist. Daher läßt die eckige Klammer in Gl. 11 nur Summanden mit geradem K zu.

Gl. 11 liefert bei Integration über den ganzen Raum die

bekannte Weisskopf-Beziehung für die Lebensdauer der Zustände:

$$1/\tau = \int P(\vec{k}) d\Omega = \frac{4\pi}{h} \sum_{L\pi} \frac{|\langle J_1 || T_L^\pi || J_2 \rangle|^2}{2L+1} \quad (13)$$

Mit dieser Beziehung läßt sich Gl.11 normieren, so daß man die reine Winkelkorrelationsfunktion W erhält, die nur noch die Richtungsabhängigkeit der J -Strahlung beschreibt.

$$W = 4\pi \frac{P(\vec{k})}{1/\tau} = \sum_{KQ} \frac{S_{KQ}}{S_{00}} C_{KQ} \sum_{\substack{L L' \\ \pi \pi'}} R_K(L L' J_i J_f) \frac{\delta_L \delta_{L'}}{\sum_{L\pi} \delta_L} \quad (14)$$

mit den Mischungsverhältnissen :

$$\delta_L = \frac{\langle J_i || T_L^\pi || J_f \rangle}{\langle J_i || T_{L_0}^{\pi_0} || J_f \rangle} \sqrt{\frac{2L_0+1}{2L+1}}$$

In der obigen Beziehung ist die Winkelkorrelationsfunktion W so normiert, daß bei isotroper Abstrahlung $W = 1$ gilt. Für den hier betrachteten speziellen Fall $2^+ \rightarrow 0^+$ gibt es nur ein reduziertes Matrixelement, das beiträgt: $\langle 0^+ || T_{L_0}^{\pi_0} || 2^+ \rangle$. Damit vereinfacht sich Gl.14 zu:

$$W = \sum_{\substack{KQ \\ KQ \leq 4}} \frac{S_{KQ}}{S_{00}} C_{KQ} R_K(2, 2, 2, 0) \quad (15)$$

Der statistische Tensor S_{KQ} wird durch die Kernreaktion, die die Zustände anregt, bestimmt. Wenn diese mit einem unpolarisierten Strahl erfolgt, und die Polarisation des ausfliegenden Teilchens nicht nachgewiesen wird, herrscht Reflexionssymmetrie an der Reaktionsebene. (Oder äquivalent dazu: wegen der Paritätserhaltung in der Kernreaktion darf die Vektorpolarisation des Restkerns keine Komponente in der Reaktionsebene enthalten). Wegen der Transformationseigenschaften sphärischer Tensoren verschwinden dann die S_{KQ} für ungerade Q . Aus Gl.15 läßt sich für die Winkelkorrelationsfunktion $W(\theta_f = 90^\circ)$ in der Reaktionsebene folgende einfache Form entnehmen:

$$W(\theta_{\gamma} = 90^{\circ} \varphi_{\gamma}) = A + B \sin^2(\varphi_{\gamma} + \phi_1) + C \sin^2 2(\varphi_{\gamma} + \phi_2) \quad (16)$$

mit

$$A = \frac{5}{4} (\rho_{22} - 2|\rho_{2-2}| + \rho_{-2-2} + \rho_{11} - 2|\rho_{1-1}| + \rho_{-1-1})$$

$$B = 5|\rho_{1-1}| ; C = 5|\rho_{2-2}| ; \phi_2 = -\frac{1}{4} \arctg \frac{\text{Im } \rho_{2-2}}{\text{Re } \rho_{2-2}}$$

$\rho_{mm'}$ ist hier wieder die Dichtematrix des angeregten Zustands.

Am Anfang dieses Kapitels wurde erklärt, daß ungerade magnetische Unterzustände im angeregten Kern nur durch einen Spinhalfbflip besetzt werden können. Im obigen Ausdruck entspricht das genau dem B-Term. Da der Spinhalfbflip ein recht seltener Prozeß ist, ist der B-Term sehr klein und in aller Regel experimentell wenig zugänglich, da er durch den sehr kräftigen C-Term verdeckt wird.

Besser zugänglich ist die Spinhalfbflipwahrscheinlichkeit durch Messung der γ -Emission senkrecht über der Reaktions-ebene:

$$W(\theta = 0^{\circ}) = \frac{5}{2} (\rho_{11} + \rho_{-1-1}) \quad (17)$$

Zusammen mit der Beziehung $|\rho_{-11}|^2 \leq \rho_{11} \rho_{-1-1}$ ergibt sich eine obere Grenze für den B-Term:

$$B = 5|\rho_{1-1}| \leq 5\sqrt{\rho_{11} \rho_{-1-1}} \leq W(\theta = 0^{\circ}) \quad (18)$$

In Kap. 3.3.2 wird anhand von $W(\theta = 0)$ gezeigt, daß der B-Term bei den vorliegenden Experimenten vernachlässigbar klein ist.

Bei Beobachtung der in-plane-Winkelkorrelation ergeben sich aus Gl.16 demnach 3 Größen, nämlich $A(\varphi_d)$, $C(\varphi_d)$ und $\phi_2(\varphi_d)$, die Information über die Spinorientierung des angeregten Restkerns tragen. Sie enthalten deshalb zusätzliche Information über die Kernreaktion die über die der Wirkungsquerschnitte hinausgeht.

2.2 Die inelastische Streuung

Die hier gemessenen Observablen werden in der Diskussion der Ergebnisse mit verschiedenen Reaktionstheorien verglichen. Sie ergeben sich aus der mit den verschiedenen Modellen berechenbaren T-Matrix der Kernreaktion $A + a \rightarrow b + B$. Mit der Übergangsamplitude $X_{m_B m_b m_a m_A}$ für die betrachtete Reaktion wird der Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2J_A+1)(2s_a+1)} \sum_{m_A m_a m_B m_b} |X_{m_B m_b m_a m_A}|^2 \quad (19)$$

Die Dichtematrixelemente $\rho_{m_B m'_B}$ des i.a. angeregten Endkerns sind dann (bei unpolarisiertem Einschuss und ohne Beobachtung der Polarisation des ausfliegenden Teilchens):

$$\rho_{m_B m'_B} = \frac{\sum_{m_A m_a m_b} X_{m_a m_b m_A m_B} X_{m_a m_b m_a m'_B}^*}{\sum_{m_A m_a m_b m_B} X_{m_a m_b m_A m_B} X_{m_a m_b m_A m_B}^*} \quad (20)$$

Die Dichtematrix ist hier auf $\text{sp} \rho = 1$ normiert. Damit errechnen sich die Korrelationsgrößen A, B, C, ϕ_1 , ϕ_2 wie in Kap. 2.1 gezeigt. Hier treten im Gegensatz zum Wirkungsquerschnitt gemischte Glieder in den Übergangsamplituden auf, woraus ersichtlich ist, daß Korrelationsmessungen sensibler auf Reaktionsmodelle und deren Parameter sind als die Wirkungsquerschnitte.

Die formale Streutheorie (Schwinger-Lippmann-Gleichung) liefert die Übergangsamplituden zu:

$$X_{AB} = \frac{-\sqrt{\mu_a \mu_B}}{2\pi \hbar^2} \sqrt{\frac{k_a}{k_b}} \langle \phi_\beta e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}_\beta} | V_\beta | \psi^{(+)} \rangle \quad (21)$$

dabei ist:

V_β das Wechselwirkungspotential zwischen b und B

ϕ_β das Produkt der internen Wellenfunktionen im Kanal β

$\psi^{(+)}$ die vollständige Lösung des stationären Problems mit der Randbedingung, im Eingangskanal einlaufende ebene und auslaufende kugelformen und in den anderen Kanälen nur auslaufende Wellen zu enthalten.

Diese Übergangsamplituden können nun durch verschiedene Ansätze (= Modelle) berechnet werden.

2.2.1. Die DWBA

Eine ausführliche Darstellung der DWBA findet sich in /AUST70/ und /TOBO61/. Hier sollen nur die wichtigsten Grundlagen kurz umrissen werden.

Die Gleichung 21 läßt sich mit Hilfe der Gellman-Goldberger-Relation durch Aufspalten der Wechselwirkung V_β umschreiben:

$$-X_{AB} \frac{2\pi\hbar^2}{\sqrt{\mu_a\mu_b}} \sqrt{\frac{k_b}{k_a}} = \langle \phi_\beta \chi_\beta^{(-)} | V_\beta - U_\beta | \psi^{(+)} \rangle + \langle \phi_\beta e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}_\beta} | U_\beta | \phi_\alpha \chi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (22)$$

wobei $\chi_\beta^{(+)}$ die Differentialgleichung der Potentialstreuung an U_β mit asymptotischer Randbedingung einer einlaufenden ebenen Welle und auslaufenden gestreuten Welle erfüllen muß.

U_β ist dabei zunächst beliebig.

Der 2. Term in Gl.22 verschwindet für die inelastische Streuung ($\alpha \neq \beta$) wegen der Orthogonalität von ϕ_α und ϕ_β . Die DWBA macht nun für $\psi^{(+)}$ die Näherung $\psi^{(+)} \approx \chi_\alpha^{(+)} \phi_\alpha$ (1. Born'sche Näherung). In $\psi^{(+)}$ wird also der Beitrag aller Kanäle bis auf den elastischen Kanal vernachlässigt, und für den elastischen Kanal die Lösung der Potentialstreuung an U_β gewählt. Damit ergibt sich für die Übergangsamplitude:

$$-X_{AB} \frac{2\pi\hbar^2}{\sqrt{\mu_a\mu_b}} \sqrt{\frac{k_b}{k_a}} = \langle \phi_\beta \chi_\beta^{(-)} | V_\beta - U_\beta | \phi_\alpha \chi_\alpha^{(+)} \rangle = \int \chi_\beta^{(-)*} \langle \phi_\beta | V_\beta | \phi_\alpha \rangle \chi_\alpha^{(+)} d^3r \quad (23)$$

Dieser Ausdruck ist jetzt nicht mehr unabhängig von der Wahl von U_β . Das Potential U_β liefert zwar wegen der Orthogo-

nalität von Φ_α und Φ_β keinen direkten Beitrag in Gl. 23, jedoch bestimmt es die "verzernten" Wellen χ_β . U_β sollte deshalb so gewählt werden, daß es die elastische Streuung (= Potentialstreuung) im Kanal β beschreibt. Enthält der Kanal β einen angeregten Kernzustand (wie hier bei der inelastischen Streuung), so ist die Potentialstreuung im Kanal β experimentell natürlich nicht zugänglich. Man setzt dann $U_\beta = U_\alpha$ und spricht von der symmetrischen DWBA. Da aber das optische Potential im Ein- und Ausgangskanal nicht notwendigerweise exakt gleich ist, kann man auch U_β so variieren, daß die Daten optimal beschrieben werden. Die "asymmetrische" DWBA enthält dann in Ein- und Ausgangskanal unterschiedliche optische Potentiale. Die benötigten Potentiale im Ausgangskanal bedürfen dann aber einer besonderen Diskussion (vgl. Kap. 4.4.2).

Da die Streuung zwischen Zuständen definierten Drehimpulses stattfindet, ist es günstig, die Drehimpulsalgebra durch Multipolentwicklung des Matrixelementes in Gl. 23 einzuführen. Der Einfachheit halber soll der Spin des Projektils jetzt vernachlässigt werden. Dann liefert Gl. 23 die Übergangsamplitude für die magnetischen Unterzustände:

$$-X_{M_A M_B} \frac{2\pi\hbar^2}{\sqrt{\mu_\alpha \mu_\beta}} \sqrt{\frac{k_\beta}{k_\alpha}} = \sum_L \sqrt{2L+1} A_L \beta_{Lm} (j_\alpha L M_A M_B - M_A I j_\beta M_B)$$

mit der reduzierten Amplitude β_{Lm} :

(24)

$$\sqrt{2L+1} i^L \beta_{Lm} = \int \chi_\beta^{(-)*} f_{Lm}(\vec{r}) \chi_\alpha^{(+)} d^3r$$

und dem Formfaktor $f_{Lm}(\vec{r})$. Der spektroskopische Faktor A_L enthält die Übergangsstärke.

Bei den hier betrachteten makroskopischen Kernmodellen wird V_β als deformiertes Potential angenommen, wie es der Vorstellung deformierter Kerne entspricht. Eine deformierte Oberfläche kann nach sphärischen Kugelfunktionen entwickelt werden. Das ergibt im Falle des symmetrischen Rotators im körperfesten System (θ', ψ') :

$$R(\theta') = R_0 \left(1 + \sum_\lambda \beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\theta') \right)$$

Und für den sphärischen Kern, der Vibrationen um seine Kugelgestalt ausführt:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi) \right)$$

Das bedingt ein deformiertes Potential V , welches den Übergang in Gl.23 vermittelt. Für kleine Abweichungen von der Kugelgestalt läßt sich V bequem Taylorentwickeln:

$$V = V_0(r) - [R(\theta, \varphi) - R_0] \frac{dV_0}{dr} \pm \dots \quad (25)$$

Man bricht nach dem 2. Glied ab und setzt in Gl.23 ein. $V_0(r)$ liefert dabei wegen der Orthogonalität von ϕ_α und ϕ_β keinen Beitrag. Im Falle des symmetrischen Rotators ergibt das für das Matrixelement im Integral von Gl. 23:

$$\frac{dV_0}{dr} < \phi_\beta | R_0 \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0} | \phi_\alpha > \quad (26)$$

Der Formfaktor aus Gl.24 ergibt sich daraus durch Drehung von $Y_{\lambda 0}$ in das raumfeste Koordinatensystem, in dem die Wellenfunktionen der Kernzustände definiert sind, und durch Integration zu:

$$A_L f_{Lm}(\bar{r}) = -i^L (2L+1)^{-1/2} \beta_L R_0 \frac{dV_0}{dr} Y_L^m(\hat{r}) \quad (27)$$

Im hier betrachteten Falle ist $J_A = 0$ und $J_B = 2$. Damit liefert nur $L = 2$ einen Beitrag, und der Wirkungsquerschnitt, in den die Übergangsamplituden quadratisch eingehen, ist dann proportional zu $|\beta_2|^2$. β_2 wurde bei den hier betrachteten Rechnungen an die experimentellen Werte angepaßt.

In der $\mathcal{T}$ -Winkelkorrelation ergibt β_2 keinen Beitrag, weil es in Gl.20 sowohl im Zähler als auch im Nenner als Faktor in den Übergangsamplituden vorkommt. Da β_2 bei den hier betrachteten Übergängen immer nur quadratisch auftritt, läßt sich mit der DWBA das Vorzeichen von β_2 nicht bestimmen. Für den symmetrischen Rotator und den Vibrator ergibt sich trotz unterschiedlicher Entwicklungen von $R(\theta, \varphi)$ der gleiche Ausdruck für die Formfaktoren, so daß auch hier die DWBA keine Unterscheidung der makroskopischen Kernmodelle liefert.

2.2.2 Die Methode der gekoppelten Kanäle

Ausführliche Darstellungen der Methode der gekoppelten Kanäle finden sich z.B. in /AUST70/TAMU65/SATC65/. Hier sollen nur die wichtigsten Grundlagen umrissen werden.

In der DWBA wird die Gesamtwellenfunktion $\Psi^{(+)}$ durch den elastischen Kanal angenähert. Wenn jedoch andere Kanäle stark beitragen, so ist diese Näherung nicht mehr plausibel. Die stärksten Kanäle müssen dann explizit mit berücksichtigt werden. Das ist etwa bei der Deuteronenstreuung an stark deformierten Kernen, wie an ^{20}Ne der Fall (s. Kap. 4.5).

Man definiert die sogenannten Kanalwellenfunktionen:

$$\phi_{n\ell j}^{JM}(\hat{r}, \zeta) = [\varphi_{jn}(\zeta) \otimes [i^\ell Y_\ell(\hat{r}) \otimes \chi_s]_j]_M^{JM} \quad (28)$$

mit gutem Drehimpuls J und Projektion M .

Dabei ist:

$\varphi_{jn}(\zeta)$ der n -te Zustand des Kerns mit Spin I_n mit den inneren Koordinaten ζ

$Y_\ell(\hat{r})$ die Kugelfunktion für den Bahndrehimpuls ℓ des Projektils

χ_s die Spinfunktion des Projektils.

Für die Gesamtwellenfunktion Ψ macht man nun den Ansatz:

$$\Psi(\bar{r}, \zeta) = \sum_{JM} A^{JM} \sum_{n\ell j} \frac{1}{r} f_{n\ell j}^J \phi_{n\ell j}^{JM} \quad (29)$$

Hier werden die wesentlichen Kanäle der inelastischen Streuung berücksichtigt.

Den Hamiltonian des Gesamtsystems betrachtet man als separierbar in den Hamiltonian H_A des Kerns, die kinetische Energie der Relativbewegung $T_a(\bar{r})$ und das Wechselwirkungspotential $V(r, \zeta)$. In $V(r, \zeta)$ werden die nicht explizit berücksichtigten Kanäle durch einen Imaginärteil pauschalisiert. Für die Schrödingergleichung des Systems ergibt sich damit:

$$(H_A(\vec{r}) + T_a(\vec{r}) + V(\vec{r}; \vec{s}) - E) \psi(\vec{r}; \vec{s}) = 0 \quad (30)$$

Setzt man Gl.29 ein, und projiziert man Gl.30 auf $\langle \phi_{nlj}^M |$, so erhält man ein System gekoppelter Differentialgleichungen für die Radialfunktionen $f_{nlj}^{\vec{s}}$:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{k^2} (E - \epsilon_n) \right] f_{nlj}^{\vec{s}} = \sum_{n'l'j'} V_{nljn'l'j'}^{\vec{s}} f_{n'l'j'}^{\vec{s}} \quad (31)$$

mit

$$V_{nljn'l'j'}^{\vec{s}} = \langle \phi_{nlj}^M | V(\vec{r}; \vec{s}) | \phi_{n'l'j'}^M \rangle$$

Dieses System mit der durch n, l, j gegebenen Dimensionierung, wird mit verschiedenen numerischen Methoden simultan gelöst. Aus den asymptotischen Randbedingungen für $f_{n'l'j'}^{\vec{s}}$ (je nachdem, welchen Kanal n', l', j' bezeichnet) läßt sich die Wellenfunktion und damit auch die T-Matrix bestimmen. Die Übergangsamplituden kann man auch durch Einsetzen von ψ^+ in Gl.21 erhalten.

Die Kernstruktur ist hierbei in den Kopplungsmatrixelementen enthalten. Um sie zu bestimmen, wird zunächst die Geometrie der Kanalwellenfunktion abgetrennt. Dazu entwickelt man das Wechselwirkungspotential $V(\vec{r}; \vec{s})$ nach seinen Tensorkomponenten im $\vec{s}$ - und $\vec{r}$ -Raum:

$$V(\vec{r}; \vec{s}) = \sum_{\lambda} v_{\lambda}^{\dagger}(r) Q_{\lambda}^{\dagger} y_{\lambda}^{\epsilon_s}(\hat{r}, \hat{s}) \quad (32)$$

Wobei $Q_{\lambda}^{\dagger}$ ein Operator ist, der nur auf die inneren Koordinaten $\vec{s}$ des Kerns wirkt. $y_{\lambda}^{\epsilon_s}(\hat{r}, \hat{s})$ ergibt sich aus der Kopplung von Spin- und Bahndrehimpuls zum Gesamtdrehimpuls λ . Mit Hilfe des Wigner-Eckart-Theorems läßt sich die Dynamik des Systems in den reduzierten Matrixelementen abspalten und man erhält:

$$V_{nljn'l'j'}^{\vec{s}} = \sum_{\lambda} v_{\lambda}^{\dagger}(r) A(nlj, n'l'j') \langle \phi_{nlj}^{\vec{s}} || Q_{\lambda}^{\dagger} || \phi_{n'l'j'}^{\vec{s}} \rangle \quad (33)$$

Der Faktor $A(nlj, n'l'j')$ ist dabei rein geometrischer Natur.

Das Kernmodell liefert die reduzierten Matrixelemente. Wie im vorigen Kapitel geschieht das bei makroskopischen Modellen durch das deformierte optische Potential, das durch Multipolentwicklung die Q_λ^T liefert.

Vernachlässigt man den Spin des Deuterons, so ergeben sich speziell bei der $0^+ - 2^+$ Kopplung drei wesentliche Matrixelemente. Der Diagonalterm $V_{J_e J_e', l_e l_e'} = V(r) \cdot \delta_{J_e J_e'} \delta_{l_e l_e'}$, der durch das optische Potential gegeben ist, ist hier für alle Kanäle gleich. Der Term V_{20} bzw. V_{02} beschreibt die Kopplung zwischen Grund- und angeregtem Zustand. Und da die Deformation des Kerns im Falle des symmetrischen Rotators noch eine Umkopplung des 2^+ -Zustandes erlaubt, gibt es in diesem Fall noch einen Reorientierungsterm V_{22} . Diese Terme hängen von dem realen optischen Potential und von der Deformation β_2 ab:

$$V_{20} = -\frac{RU}{a} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \beta_2 ; \quad V_{22} = -\frac{5}{\sqrt{4\pi}} \frac{RU}{a} (20\ 20/20) \beta_2 \quad (34)$$

Hier bedeuten U, R und a Potentialtiefe, -Radius und -Diffuseness. V_{20} ist für das Rotations- und Vibrationsmodell gleich; V_{22} verschwindet im Vibrationsmodell bei der Entwicklung des Potentials in erster Ordnung. Damit kann durch CC-Rechnungen im Gegensatz zur DWBA zwischen den makroskopischen Kernmodellen unterschieden werden. Das sollte um so besser gelingen, je größer β_2 ist. Leider werden diese Effekte oft durch Unsicherheiten in der Wahl des optischen Potentials überdeckt. Eine Möglichkeit, das zu umgehen, bietet die systematische Untersuchung von vielen benachbarten Kernen mit verschiedener Quadrupoldeformation (und sonst möglichst gleichen Eigenschaften). Diese sollten recht ähnliche optische Potentiale besitzen, so daß sich bei einer Potentialdiskussion die Effekte der Kanalkopplung besonders hervorheben. In dieser Arbeit wurde dazu eine Reihe von gg-Kernen in einer Schale ausgewählt.

Die Kopplungsmatrixelemente aus Gl.31 können auch aus dem Schalenmodell extrahiert werden. Eine ausführliche Beschreibung darüber findet sich in /STUM79/FREN69/. Der nichtdiagonale Wechselwirkungsterm wird dabei als Summe von Einteilchenwechselwirkungen zwischen den Nukleonen des Kerns und dem Projektil angenommen. Die Wechselwirkung zwischen dem Projektil und dem i-ten Nukleon beschreibt man dabei mit

einem Ausdruck ähnlich dem Nukleon-Nukleonpotential, der nach Komponenten im Spin- und Isospinraum klassifiziert wird. Die Form der Wechselwirkung im Ortsraum wird wieder nach Multipolen entwickelt.

Setzt man dieses Potential in die Kopplungsmatrix ein, so läßt sich das Nichtdiagonalelement $V_{n'e'n'e'j'}$ analog zum üblichen makroskopischen Modell in nur von der Kanalgeometrie abhängige Terme und in Formfaktoren zerlegen. Diese sind definiert als :

$$F_{LSj\alpha,\alpha'}(r) = \langle \phi_{\alpha'}^{j\alpha'}(r_i) | \phi_{LSj}(r, r_i) | \phi_{\alpha}^{j\alpha}(r_i) \rangle \quad (35)$$

mit

$$\phi_{LSj}(r, r_i) = \frac{4\pi}{2L+1} \sum_{i=1}^A V_L(r, r_i) [Y^L(\hat{r}_i) \otimes \chi^S(\sigma_i)]^j$$

Der Index i läuft dabei über alle Nukleonen. $V_L(r, r_i)$ sind die Entwicklungskoeffizienten der Projektil-Nukleon-Wechselwirkung. r ist dabei der Abstand vom Projektil zum Kern und r_i der Ortsvektor des i-ten Nukleons im Kern. Durch Schalenmodellrechnungen können diese Formfaktoren ausgerechnet werden. Die so entstehenden mikroskopischen CC-Rechnungen enthalten das optische Potential nur noch im Diagonalterm.

2.3 Einige Bemerkungen zum optischen Potential

In allen Rechnungen zu Kernreaktionen spielt das optische Potential zwischen Projektil und Target eine entscheidende Rolle. Üblicherweise wählt man für die optischen Potentiale die Form:

$$V_{opt} = -V_{Real} f(r, a_1, R) - iV_2(r, a_2, R_2) - 4ia_3 V_3 \frac{d}{dr} f(r, a_3, R_3) + V_{LS} \quad (36)$$

wobei $f(r, a, R) = 1 + \exp((r - RA^{1/3})/a)$ der Woods-Saxon-Formfaktor ist. Für geladene Teilchen kommt dazu noch ein Coulomb-Term.

Bei leichten Kernen spielt die Volumenabsorption gegenüber der Oberflächenabsorption keine große Rolle, so daß der mittlere Term in Gl.36 in allen hier vorgestellten Rechnungen vernachlässigt wurde. Allein für den Real- und Imaginärteil des optischen Potentials gibt es dann 6 Größen, die als mehr oder weniger freie Parameter in die Rechnungen eingehen. Diese werden durch die Anpassung an die gemessenen Daten bei weitem nicht eindeutig bestimmt, so daß es viele Beschreibungsmöglichkeiten im Rahmen der verschiedenen Modelle gibt. Darunter leidet auch die Unterscheidung zwischen den verschiedenen Modellen. Oftmals lassen sich ein und dieselben Messdaten mit verschiedenen Modellen gleich gut beschreiben, wenn man nur verschiedene optische Potentiale wählt. Deshalb erfordert die Diskussion verschiedener Reaktionsmodelle auch eine Diskussion der benutzten Potentiale, speziell wenn man mehrere benachbarte Kerne gleichzeitig untersucht.

Ein brauchbares Kriterium für die Güte eines gewählten optischen Potentials liefert der Vergleich mit globalen Sätzen, die das allgemeine Verhalten vieler Kerne beinhalten, oder der Vergleich mit theoretischen Potentialen; z.B. mit den oft zitierten JLM-Potentiale /JEUK77/, die sich aus Bruckner-Hartree-Fock-Rechnungen für Nukleonen ergeben. Die Realteile von Deuteronenpotentialen kann man sich aus dem Proton- und Neutronpotential durch Faltung generieren. Ein weiterer Ansatz sind Doppelfaltungsmodelle, die das Deuteron-Nukleonpotential direkt aus dem Nukleon-Nukleonpotential durch Faltung über die Nukleondichte $\rho_T(\vec{r}_T)$ erzeugen /COOK82/. Man erhält dann:

$$V_{dReal}(\vec{R}) = \int \rho_d(\vec{r}_d) \rho_T(\vec{r}_T) V(\vec{R} - \vec{r}_d + \vec{r}_T) d\vec{r}_d d\vec{r}_T \quad (37)$$

V ist dabei die effektive Nukleon-Nukleonwechselwirkung, die man etwa aus dem S=T=0 Teil der (M3Y) -Wechselwirkung /BERT77/ entnehmen kann.

Diese Potentiale haben natürlich keine Woods-Saxon-Form, so daß ein direkter Vergleich zu den hier benutzten Woods-Saxon-Potentiale nicht möglich ist. Jedoch kann man das Volumenintegral J_R/A über den ganzen Raum für alle Potentiale

tiale bilden und darin die Potentiale miteinander vergleichen.

$$J_R/A = \frac{1}{A} \int V_{d\text{real}}(\vec{R}) d\vec{R}$$

Diese Größe ist in den Rechnungen wesentlich, denn sie bestimmt zu einem großen Teil die Diffraktionsstruktur der Rechnungen. Für das oben erwähnte Faltungsintegral ergibt sich bei der vorliegenden Einschußenergie:

$$J_R/A = 2 \int V(\vec{R}) d\vec{R} \approx 840 \text{ MeV fm}^3 \text{ für Deuteronen.}$$

Das ist eine Größe, die sich direkt aus der Nukleon-Nukleonkraft ableitet, denn bei der nochmaligen Integration von Gl.37 über den ganzen Raum spielen die Nukleonendichten keine Rolle. Verschiedene Arbeiten /KEAT73/BAUM67/ /JOHN72/PONG75/ haben gezeigt, daß auch die Antisymmetrisierung, und die Nichtlokalitäten des Potentials nur Verschiebungen von wenigen Prozent ausmachen.

Damit liefert J_R/A ein weitgehend modellunabhängiges Kriterium für die Wahl des Realteils des optischen Potentials. Für den Imaginärteil und den Spinbahnteil lassen sich keine so einfachen Kriterien für die Wahl verschiedener Potentiale finden.

3. Experimente

Die gg-Kerne der sd-Schale mit ihren unterschiedlichen Quadrupoldeformationen bieten eine gute Gelegenheit zur gemeinsamen Untersuchung verschiedener Reaktions- und Kernmodelle. In früheren Arbeiten /SCHE75/, /BOET78/, /WINK79/, /MEYE80/, /STEU77/, /VOGL79/ waren bereits die Wirkungsquerschnitte, Winkelkorrelationen und z. T. auch Analysierstärken an ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si und ^{30}Si gemessen worden.

Diese Untersuchungen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch Experimente am ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{32}S und ^{34}S ergänzt um die für die systematische Analyse der Deuteronenstreuung nötige Anzahl von Kernen zu überblicken. Von besonderem Interesse war dabei der Gegensatz zwischen den sehr starken Kerndeformationen beim Neon und den sehr schwachen beim Schwefel.

Die Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken an den Schwefelisotopen wurden im Rahmen einer Diplomarbeit /ENGE83/ gemessen. Die Wirkungsquerschnitte am Neon wurden bei den Winkelkorrelationsexperimenten durch Ausschalten der Koinzidenz simultan mit aufgenommen.

Im folgenden wird die Messung der Teilchen- γ -Winkelkorrelation am $^{20,22}\text{Ne}$ und am $^{32,34}\text{S}$ beschrieben. Da es sich hierbei um untereinander ähnliche Experimente handelt, die sich aber in einigen Details voneinander unterscheiden, sollen die Experimente gemeinsam beschrieben werden und auf die Unterschiede zwischen den einzelnen Messungen an geeigneter Stelle hingewiesen werden.

Alle Experimente wurden am 10 MeV Deuteronenstrahl des Erlanger Tandembeschleunigers durchgeführt.

3.1 Aufbau

3.1.1 Strahlführung

Der 10 MeV d-Strahl wurde nach zweimaliger Umlenkung um je 90 Grad am Analysier- bzw. Strahlmagneten durch ein Triplet auf den Kammereingang fokussiert. Um eventuelle Halo's zu eliminieren durchlief der Strahl nach dem Triplet noch zwei mit Blei abgeschirmte Lochblenden von ca. 4-6 mm Durchmesser. Da für die Messungen mit dem Gastarget (für die Ne-Isotope) eine besondere Strahlqualität (siehe 3.1.5) nötig war, war am Kammereingang ein spezielles Blendensystem eingebaut, das sich bis zum Target erstreckte. Figur 1 zeigt

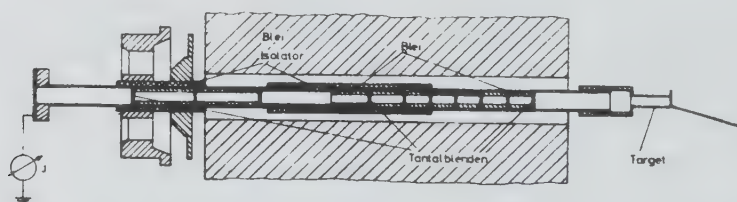


Fig.1 Spezielles Blendensystem für den Einschuss in das in Fig.3 gezeigte Gastarget

dieses Blendensystem, das aus einer Aneinanderreihung von Tantallochblenden bestand. Der Durchmesser an der engsten Stelle, ca. 8 cm vor dem Target, betrug 2,1 mm. Durch diese Anordnung wurde eine Strahlrichtung erzwungen, die genau mit dem Gaskanal des Targets fluchtete. Um Exzentrizitätsfehler der Strahlage bezüglich dieses Gaskanals zu vermeiden wurde das Blendenrohr mechanisch auf dem runden Rand des Targets zentriert. Da das gesamte Blendenrohr isoliert aufgehängt war, konnte der Blendenstrom ständig gemessen und die Strahlage daraufhin korrigiert werden. So gelang es den Anteil des Blendenstroms unter 1% des Strahlstroms zu halten.

Für die Messung mit den Feststofftargets im Falle der S-Isotope, wo die Ansprüche an die Strahlqualität bei weitem kleiner waren, wurde das Blendensystem geteilt, und nur das vordere Stück verwendet. In jedem Falle wurde das Blenden

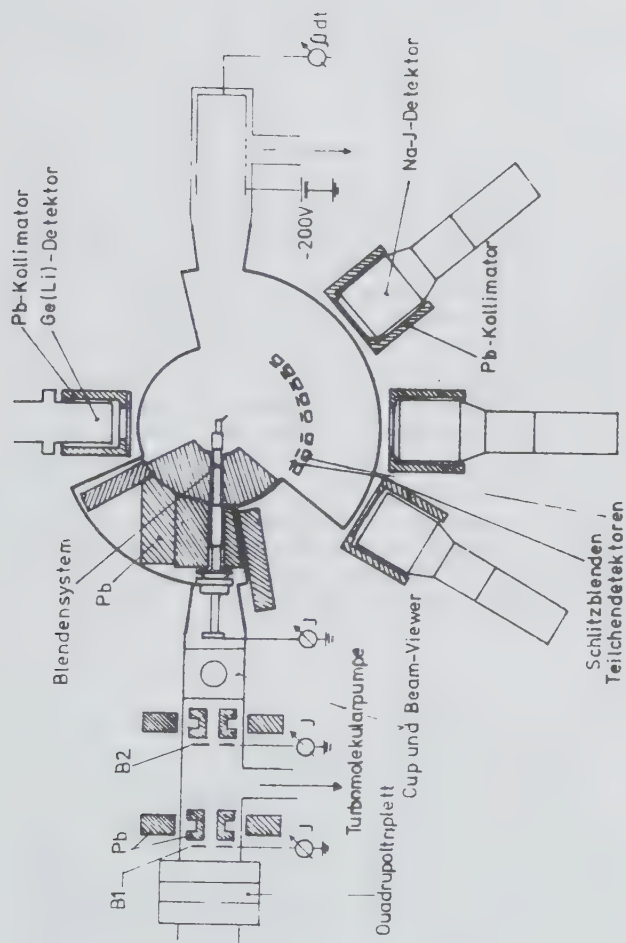


Fig. 2: Allgemeiner Aufbau des Experiments mit Anordnung der Detektoren.

system zur Abschirmung des γ -Untergrundes mit Blei umbaut (vgl. Fig. 2). Nach Passieren der Kammer wurde der Strahl in einem ca. 2 - 3 m entfernten, mit Blei abgeschirmten Faradaycup aufgefangen. Durch Integration des Strahlstroms über die Messzeit wurde die Zahl der durchs Target geschossenen Deuteronen ermittelt.

3.1.2 Mechanischer Aufbau

Figur 2 zeigt die Streukammer zusammen mit den verwendeten Detektoren. Die Streukammer wurde speziell für Teilchen- - Winkelkorrelationen konstruiert /EYRI74/. Sie ermöglicht es einen Ge(Li)-Detektor nebst Bleikollimator sehr nahe (ca. 13 cm) an das Target heranzuführen, damit der Detektor den notwendigen Raumwinkel überstreicht. Auf der gegenüberliegenden Seite war genügend Platz innerhalb des Vakuums für die verwendeten Teilchenzähler (hier sind als Beispiel 8 Oberflächensperrschichtzähler eingezeichnet). Da aus messtechnischen Gründen die Verwendung eines einzigen γ -Zählers nicht ausreichte wurden außerdem auf dieser Seite bis zu 3 NaJ-Zähler mit Bleikollimatoren aufgestellt. Im Falle der Messung am Neon wurde einer der 3 NaJ-Zähler auf dem Kammerdeckel, senkrecht über der Reaktionsebene angebracht. So konnte hier die Spinalbflipwahrscheinlichkeit zusätzlich aufgenommen werden.

3.1.3 d-Detektoren

Zum Nachweis der gestreuten Deuteronen wurden bei den Messungen an den Ne-Isotopen 8 Oberflächensperrschichtzähler im Abstand von je 10 Grad benutzt. Die Betriebsspannung der Zähler wurde so gewählt, daß die Deuteronen mit der höchsten Energie gerade in der Sperrschicht der Detektoren gestoppt wurden (das entspricht einer Eindringtiefe von ca. 430 μm). Die in Konkurrenz zu den Deuteronen entstehenden Protonen verschiedener Energie können in einer solchen Siliziumschicht nicht mehr als ca. 8 MeV deponieren. Auf diese Weise konnten die Deuteronen, die aus der Streuung in den 1. angeregten Zustand entstanden (Anregungsenergien: ^{20}Ne : 1.63 MeV; ^{22}Ne : 1.27 MeV) von allen entstehenden Protonen quantitativ abgetrennt werden. Weitere Konkurrenzreaktionen, bei denen

geladene Teilchen entstehen, haben einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zur inelastischen Streuung, so daß sie kaum eine Rolle spielten. Beim ersten Messlauf stand der vorderste Detektor unter 25 Grad; beim zweiten Messlauf unter 30 Grad. Da die 8 Detektoren immer in 10 Grad Abstand standen wurde der Winkelbereich von 25 bis 100 Grad mit einer Schrittweite von 5 Grad ausgemessen.

Im Falle der Messung an $^{32,34}\text{S}$ ist das oben geschilderte Verfahren zur Abtrennung der Protonen wegen der hohen Anregungsenergien des ersten angeregten Zustandes (^{32}S : 2,23 MeV; ^{34}S : 2,12 MeV) nicht mehr anwendbar. Wegen des außergewöhnlich starken Protonenuntergrundes (die d,p-Reaktionen haben hier einen hohen Q-Wert und große spektroskopische Faktoren /ENDT74/) konnte bei diesen Messungen auf die Teilchenidentifikation nicht mehr verzichtet werden.

Daher wurden 4 Zählerteleskope aus je 2 Oberflächensperrschichtzählern benutzt. Die Dicke der ΔE -Zähler wurde zu ca. 170 μm gewählt; als E-Zähler wurden 600 μm dicke Zähler benutzt. Die Raumwinkel wurden bei allen Messungen durch Schlitzblenden mit den Maßen von $4 \times 10 \text{ mm}$ definiert und betrug $3,85 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$. Die Auflösung der Zähler betrug zwischen 30 und 55 keV; jedoch wurde die experimentelle Auflösung meist durch den Energieverlust in den Targets bestimmt. Sie lag bei ca. 80 - 350 keV je nach Winkelstellung und verwendeten Targettyp.

3.1.4 γ -Detektoren

Für die Spektroskopie der koinzidenten γ -Quanten eignen sich grundsätzlich zwei Typen von Detektoren, nämlich Ge(Li)- und NaJ-Zähler. Zum Einsatz kamen :

- 1) Ein Ge(Li)-Detektor großer Effizienz (20%).

Er hat den Vorteil einer sehr guten Energieauflösung (ca. $3 \cdot 10^{-3}$ für die ^{60}Co -Linien). Jedoch ist die Effizienz im Vergleich zu NaJ-Detektoren relativ klein (eben nur 20%). Zudem ist, bedingt durch die großen Sammelzeiten innerhalb des Kristalls, sowohl die Zeitauflösung (ca. 12 ns) als auch die Zählratenbelastbarkeit schlechter als bei den NaJ-Detektoren.

2) Bis zu 3 3x3 inch NaJ-Detektoren

Diese Detektoren zeichnen sich durch große γ -Nachweiswahrscheinlichkeit und gute Zeitauflösung (2,5 ns) aus. Jedoch liegt ihre Energieauflösung nur bei ca. 7% (für die ^{60}Co -Linien), was bei dem Linienreichtum der Strahlspektren ein großer Nachteil ist. Der Einsatz der NaJ-Detektoren war nur deshalb möglich, weil durch Voruntersuchungen /ENGE83/ sichergestellt war, daß alle Nachbarlinien, die von der interessierenden Linie nicht mehr abgetrennt werden konnten, durch die Koinzidenz eliminiert werden.

Das Problem der Verstärkungsschwankung bei den NaJ-Detektoren wurde durch Verwendung spezieller Basen mit niederohmigen Spannungsteilern gelöst. Zudem wurde der Strahlstrom sehr konstant gehalten, so daß sich die Zählratenbelastung der Detektoren wenig änderte.

Um den sehr starken niederenergetischen Untergrund zu reduzieren, wurden vor die Zähler Bleibleche von einigen mm Stärke gestellt. Figur 2 zeigt die Anordnung der verwendeten γ -Detektoren. Aus räumlichen Gründen wurden die NaJ-Zähler relativ weit vom Target entfernt (ca. 28cm), so daß ihre gegenüber dem Ge(Li) Detektor 4-5 fach größere Effizienz durch das Überstreichen eines kleineren Raumwinkels in etwa kompensiert wurde. Das Produkt aus Raumwinkel und Photonachweiswahrscheinlichkeit wurde für jede Detektorstellung am Ende jedes Experimentes unter Verwendung geeichter γ -Quellen gemessen. Da die γ -Abregungsenergie beider S-Isotope jenseits des mit den zur Verfügung stehenden Quellen (^{60}Co ; ^{88}Y ; ^{22}Na) überdeckten Energiebereichs lagen, wurden in diesem Falle zusätzlich ein ^{24}Na -Präparat am Strahl erzeugt. Dieses Präparat wurde anhand seiner niederenergetischen Linie mit den vorhandenen γ -Quellen geeicht, so daß auch für $E_\gamma = 2,75 \text{ MeV}$ die Photonachweiswahrscheinlichkeit bestimmt werden konnte. Sie konnte dann bei der interessierenden Energie durch Interpolation bestimmt werden. Die mit dieser Anordnung gemessenen Winkel und die dafür benötigten Messzeiten sind aus der Tabelle 1 ersichtlich.

Kern	$\uparrow$ -Zähler	d-Zähler	gemessene Winkel	Target	Messzeit pro Run	gesamt
^{20}Ne	1 Ge(Li) 1 NaJ	8 E	16 für d je 12 f. $\uparrow$	Gas 2,2 bar	ca. 10h	6d
^{22}Ne	1 Ge(Li) 2 NaJ	8 E	16 für d je 18 f. $\uparrow$	Gas 2,6 bar	ca. 8h	5d
^{32}S	1 Ge(Li) 3 NaJ	4 E- Δ E	16 für d je 8 f. $\uparrow$	Gas 2,2 bar u. Al-S-Al	ca. 30h	13d
^{34}S	1 Ge(Li) 3 NaJ	4 E- Δ E	12 für d je 8 f. $\uparrow$	Al-S-Al	ca. 20h	6d

Tabelle 1: Anordnung und Messdauer für die einzelnen Kerne

3.1.5 Das Gastarget

Für Korrelationsexperimente am Neon wurde speziell eine kleine Gaszelle entwickelt /JAHR82/, die in der Lage war, die für die Korrelation nötige Targetdicke zu erzielen. Das Gesamtvolumen der Zelle betrug ohne Zuleitungen ca. $0,25\text{cm}^3$, so daß damit auch das recht teure ^{22}Ne wirtschaftlich messbar war. Figur 3 zeigt einen Schnitt durch die Gaszelle.

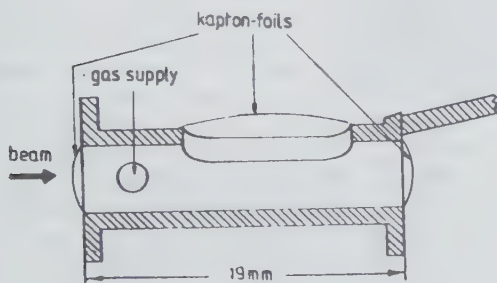


Fig. 3
Horizontaler Schnitt durch das Gastarget

Sie war so gebaut, daß die an den Fensterfolien gestreuten Teilchen nicht in die Teilchendetektoren gelangen konnten. Um dies sicherzustellen wurde eine Stärke der Messingwand

von $450\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Eine Messung mit ausgepumpter Gaszelle ergab, daß die an den Folien gestreuten Teilchen in den Teilchenspektren in einem Winkelbereich von 27 bis ca. 140 Grad nicht bemerkbar waren /JAHR82/. Da das seitliche Fenster eine Länge von 10.0 mm hatte, war nur ein 1 cm langes Stück aus dem Gesamtvolumen für die Messung verfügbar. Der durchstrahlte Rest der Zelle, insbesondere die Ein- und Austrittsfolie trug zu einem wesentlichen Teil zum Untergrund in den $\uparrow$ -Spektren bei. Um den Gasvorlauf und die Dicke so klein wie möglich zu halten, wurde die Gaszelle mit den minimal möglichen Abmessungen gebaut. Der Durchmesser des Gaskanals ergab sich aus dem Durchmesser des Strahls und aus dem errechneten Winkelstragging am Ausschuß des Strahls zu 4.00 mm, wobei noch um 0,2 mm mehr Platz zu beiden Seiten des Strahls gelassen wurde, um eventuelle Justier- und

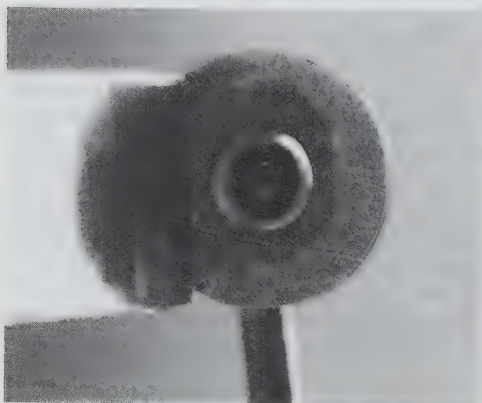


Fig. 4

Abbildung des Strahl-
flecks am Ausschuß
des Gastargets

Fluchtungsfehler auszuschalten. Figur 4 zeigt den Strahl-
fleck des Ausschusses aus dem Target und demonstriert, daß
die im Kap. 2.1.1 beschriebene genaue Strahlführung nötig
war, um dieses Gastarget zu betreiben. Die anderen Abmes-
sungen der Gaszelle ergaben sich aus der Bedingung, die
Folienstreuung im geforderten Winkelbereich abzuschatten.
Als Fensterfolien wurde eine $7\text{ }\mu\text{m}$ starke Kaptonfolie verwen-
det, so daß das Target eine Druckfestigkeit von ca. 5 bar
vor der Bestrahlung aufwies. Nach 6-tägiger Messung war
diese auf ca. 3,5 bar abgesunken. Für die Handhabung des
Gases wurde eine kleine Druckzelle mit einem über eine

Spindel verstellbaren Druckkolben gebaut, so daß sich der Gasdruck im Gastarget sehr genau einstellen lies. Auf diese Weise konnte die Targetdicke genau auf die gewünschten Messbedingungen eingestellt werden.

Bei einem Zellentdruck von 2,5 bar im Falle des ^{20}Ne betrug die aktive Targetdicke $2,2 \text{ mg / cm}^2$. Durch die aktive Länge von 1 cm ergab sich zusammen mit dem Abstand der Teilchendetektoren von ca. 120 mm im ungünstigsten Fall eine Winkelschärfe von $\pm 2,4$ Grad.

3.1.6 Die Schwefel-Targets

Die Korrelationsexperimente an den S-Isotopen wurden hauptsächlich an Feststofftargets durchgeführt. Das Gastarget war hier weniger geeignet, weil der eingefüllte Schwefelwasserstoff im Laufe von 2 Tagen Messzeit deutliche Zersetzungerscheinungen zeigte. Weiterhin erwies sich der lange Gasvorlauf im Gastarget als hinderlich, weil sich dadurch die beim Schwefel ohnehin schon sehr hohe β -Zählrate am Ge(Li)-Zähler nochmals um ca. einen Faktor 2 erhöhte.

Eine ausführliche Beschreibung der verwendeten Al-S-Al-Targets findet sich in /ENGE83/. Die Schichtdicken der Sandwichtargets betrugen in etwa:

vordere Deckschicht Al	ca. $120 \mu\text{g/cm}^2$
Mittelschicht S	ca. 3 mg/cm^2
hintere Deckschicht Al	ca. $120 \mu\text{g/cm}^2$

Diese Art von Target erwies sich nach vielen Versuchen mit anderen Typen als das für die Erfordernisse der Winkelkorrelationsmessung am besten geeignete. Das ist hauptsächlich auf die günstigen thermischen Eigenschaften des Aluminiums zurückzuführen. Allerdings verbleiben noch zwei gravierende Nachteile:

- 1) Der Schwefel sublimiert im Laufe der Messung, so daß die mittlere Standzeit des Targets nur ca. 5-10 Stunden betrug, wobei sich die S-Schichtdicke im Laufe der Zeit ständig veränderte. Deswegen mußten die freien Wirkungsquerschnitte während der Messung ständig mit aufgenommen werden (siehe 3.2.2).
- 2) Durch das im Target enthaltene Aluminium enthielten die Spektren eine Störlinie, die sich aus der Streuung der

Deuteronen zum $7/2$ -Zustand des ^{27}Al ($E_x = 2.21 \text{ MeV}$) ergab. Diese Störlinie konnte bei der Messung am ^{34}S von der Messlinie abgetrennt werden. Bei der Messung am ^{32}S jedoch war eine Abtrennung sowohl Teilchen- als auch γ -seitig nicht möglich. Deshalb wurden hier die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für Aluminium getrennt gemessen und von den Ergebnissen am Al-S-Al-Target subtrahiert.

Um eventuelle Fehler in dieser Prozedur erkennen zu können, wurden 4 der 16 Teilchenwinkel mit dem Gastarget am Schwefelwasserstoff gemessen. Die Messpunkte erwiesen sich als konsistent mit den am Al-S-Al-Target gemessenen Punkten.

3.2 Elektronik und Datenaufnahme

3.2.1 Elektronik

Im folgenden wird nur die Elektronik beschrieben, wie sie bei der Messung an den S-Isotopen zum Einsatz kam. Für die Messung an $^{20,22}\text{Ne}$ wurde ein ähnlicher Aufbau gewählt, der sich von dem hier Beschriebenen nur in einigen Details der schnellen Logik und in der Verarbeitung der Analogsignale aus den Teilchenzählern (keine Identifikation der Teilchensorte) unterschied.

Die verwendete Elektronik läßt sich logisch in zwei verschiedene Bereiche unterteilen. Im schnellen Kreis wird einem Ereignis ein Zeitpunkt zugeordnet, und durch Verarbeitung schneller logischer Signale ein Trigger erstellt, der die Gates eines langsamen Kreises zur Verarbeitung der Energieinformation öffnet. Wegen der langen Sammelzeiten (ca. $1 \mu\text{s}$) in den verwendeten Zählern, muß die Spektroskopie der Deuteronen- bzw. γ -Energie in diesem langsamen, auf die nötige Integrationszeit der Verstärker und Verarbeitungszeit der linearen Elektronik eingestellten Kreis erfolgen.

Fig. 5 zeigt ein Blockschaltbild der verwendeten schnellen Logik. Zunächst mußte den Ereignissen ein Zeitpunkt zugeordnet werden. Das geschah bei den γ -Detektoren wegen der stark unterschiedlichen Anstiegszeit der Signale durch constant-fraction-timing, während bei den Teilchenzählern die Zeitnahme durch Diskriminatoren ausreichte.

Für jedes Zählerteleskop wurde zunächst in einer Überlappkoinzidenz (ca. 40 ns) sichergestellt, daß sowohl ΔE -

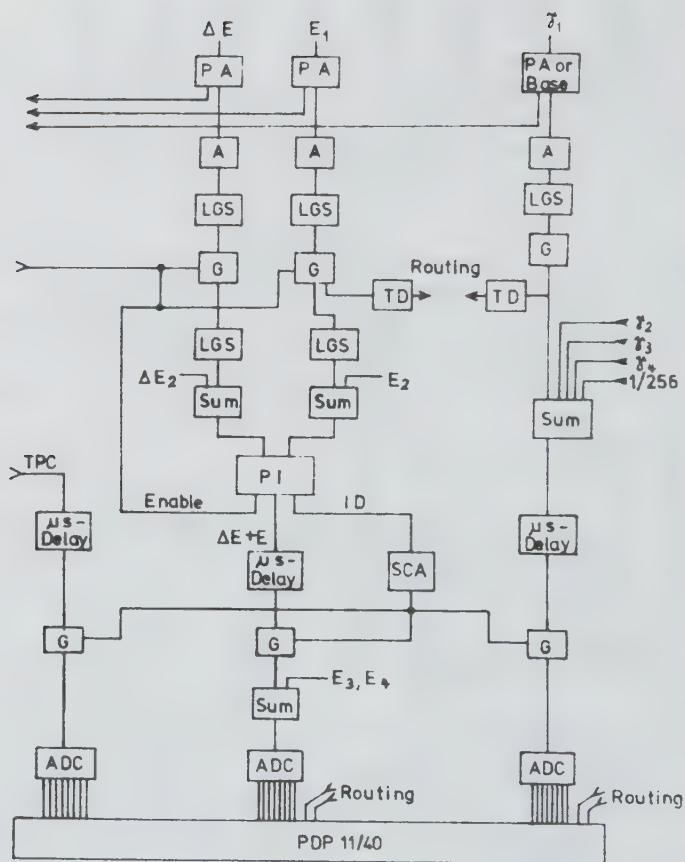


Fig. 6 Langsamer- (Spektroskopie-) Kreis der verwendeten Elektronik. Die Bedeutung der Bezeichnungen findet sich in der Beschreibung.

als auch E-Zähler ein Teilchen gesehen hatten. Durch diese Vorkoinzidenz konnten die Schwellen für eine bessere Zeitnahme besonders dicht an das elektronische Rauschen gestellt werden, ohne daß sich die Triggerrate wesentlich erhöhte. Anschließend wurden die Zeitsignale durch einen Fanin-Fanout auf eine Leitung geschaltet. Davon wurden die Signale abgezweigt, die nach Verbreiterung auf 150 ns die logischen Und-Gatter für die entsprechend verzögerten (95 ns) Zeitsignale aus den $\uparrow$ -Detektoren aufsteuerten.

Das ergab nach passender Verzögerung und Pegelwandlung (NIM $\rightarrow$ TTL) die Steuersignale für die Gates der $\uparrow$ -Energiesignale im langsamen Zweig. Diese Signale trugen immer noch die Zeitinformation der $\uparrow$ -Signale, so daß die Gateaufsteuerung im langsamen Kreis mit der Eigenzeit der Signale erfolgte, was ein vollständiges und genau abgestimmtes Aufsteuern garantierte.

Zur genaueren Bestimmung der Zeitbeziehung zwischen Teilchen- und $\uparrow$ -Impulsen wurde mit den Ausgängen der Und-Gatter der $\uparrow$ -Detektoren ein Time-To-Pulse-Height-Converter angestoßen, der mit den passend verzögerten (150 ns) Signalen aus dem Teleskopen gestoppt wurde. Mit einem ins Gerät eingebauten, weit geöffneten Fensterverstärker (SCA) wurden dann die Steuersignale für die Gates der Teilchensignale im langsamen Kreis erzeugt. Diese trugen die Zeitinformation der Stopimpulse (und damit die Zeitinformation der Teilchen), so daß sich auch bei den Teilchengates eine besonders saubere Aufsteuerung ergab. Wegen der niedrigen teilchenseitigen Zählrate (ca. 10 kHz) konnten diese Torstufen gemeinsam aufgesteuert werden.

Fig. 6 zeigt ein Blockschaltbild des langsamen, die Energieinformation tragenden Kreises. Zunächst wurden die Signale aus den ladungsempfindlichen Vorverstärkern und den Photomultiplierbasen den Detektoreigenschaften entsprechend verstärkt (A), geformt (A, LGS) und so abgestimmt (LGS), daß sie die linearen Torstufen (G) gleichzeitig mit den Steuersignalen aus dem schnellen Kreis erreichten.

Nach dem Passieren der Torstufen wurden die Signale aus ΔE bzw. E-Zählern der Teleskope nachgestreckt (LGS) um die richtige Pulslänge ($> 4 \mu s$) zur Verarbeitung im Teilchenidentifizierer (PI) zu erreichen. Das ist ein schneller Analogrechner dessen Identifizieraussgang sich aus dem Ausdruck

$$(\Delta E + E)^{1.78} - E^{1.78}$$

ergibt; ein für die jeweilige Teilchensorte charakteristischer Wert. Da nur 2 solche Teilchenidentifizierer zur Verfügung standen, mußten sich je zwei Teleskope einen Teilchenidentifizierer teilen. Deshalb mußten die entsprechenden Signale vor dem Identifizierer zusammengeschaltet (SUM) werden.

Im nachfolgenden Einkanaldiskriminator (SCA) wurde der Deuteronenpeak des Identifiziererspektrums eingegrenzt, so daß die SCA-Signale als Steuersignale zum Aussortieren der Deuteronenereignisse dienen konnten.

Entsprechend mußten die Signale aus den γ -Detektoren, das $\Delta E + E$ -Summensignale und das TPC-Signal nach geeigneter Verzögerung nochmals 3 Gates durchlaufen, die mit dem SCA-Signal geöffnet wurden.

Um für die 4 Teleskope (bzw. 4 γ -Zähler) einen gemeinsamen ADC verwenden zu können, wurden die Signale an geeigneten Stellen durch Summierverstärker (SUM) auf die Leitung geschaltet.

Die Adressinformation wurde bereits nach den ersten Torstufen durch Schwellenverstärker (TD) abgegriffen und nach Verarbeiten in einem Routingsystem als zusätzliche Adressbits an die ADC-Information im Datenbus angehängt.

3.2.2 Normierung und freie Zählraten

Da dieses Experiment an sehr empfindlichen Targets, die ihre Dicke während der Messung ständig änderten, durchgeführt wurde, mußten die freien Teilchenspektren mit möglichst ähnlicher Verarbeitung (elektr. Verluste, Identifizierung) ständig mit aufgeschrieben werden. Dazu wurde ein definierter Bruchteil (1/256) der freien Teilchensignale ausgezählt (siehe Fig. 5 und Fig. 6) und nach einer definierten Verzögerung mit in den Starteingang des TPC eingespeist. Gleichzeitig wurde ein Einheitssignal (G&D) erzeugt und mit einem γ -Zähler auf eine Leitung geschaltet. Ein solches Ereignis verhielt sich dann im Rest der Elektronik wie ein normales Koinzidenzereignis und wurde entsprechend mit aufgezeichnet. Bei der Auswertung konnten diese freien Ereignisse anhand ihrer genau definierten Pulshöhen im γ - und im Zeitspektrum quantitativ abgetrennt werden. Auf diese Weise

waren die während der Messung einlaufenden freien Teilchenspektren bekannt und ließen so eine besonders genaue Normierung des Experiments zu.

3.2.3 Datenaufnahme und Überwachung

Die von den 3 ADC's kommenden Datentripel ($E_d, E_r, \Delta t_{dr}$) wurden zusammen mit ihren Routingadressen über ein CAMAC-Input-Register von einer PDP11/40 registriert. Die Datenaufnahme erfolgte mit dem Datenaufnahmeprogramm TRIDUS /SCHE82/. Diese Tripel wurden im 'List-Mode' auf Magnetbändern sequentiell abgespeichert. Gleichzeitig erfolgte online eine graphische Darstellung der koinzidenten Teilchen-, γ -, und TPC-Spektren.

Ein umfangreiches Experiment wie dieses bedarf ständiger Kontrolle und Überwachung, so daß eventuell auftretende Fehler und Defekte frühzeitig erkannt werden können. Deswegen wurde ein neu entwickeltes Überwachungssystem auf Z80-Basis /BES084/ angeschlossen. Dazu wurden die Zählraten an 16 verschiedenen Stellen in der Elektronik abgegriffen, im 20-minütigen Turnus gemessen, auf den Strahl normiert und protokolliert. Gleichzeitig wurde die aktuelle Stelle in der Magnetbandaufzeichnung mitgeschrieben, so daß die Auswertung der Bänder bei aufgetretenen Fehlern an dieser Stelle abgebrochen werden konnte. Durch die Kenntnis der Raten an wesentlichen Punkten der Elektronik war sogar eine Fehlerkorrektur bei kleineren Ausfällen möglich. Daneben wurde das Experiment natürlich auch durch stichprobenartige Kontrollen der Experimentatoren überwacht.

3.3 Auswertung

3.3.1 Projektionen

Die Auswertung der aufgezeichneten Ereignisse erfolgte auf einer Siemens R30 mit dem Projektionsprogramm SIMERA /SCHL83/. Die Gesamtheit aller Daten kann man sich dabei als dreidimensionale Datenmatrix D_{ijk} vorstellen. Dabei entspricht die Energie der Teilchen dem Index i , die γ -Energie dem Index j und die zugehörige Zeitbeziehung dem Index k . Entsprechend der Zahl der Detektoren und dem ADC-Konvertier-

ungsbereich liefen (am Beispiel der Messung an den S-Isotopen) i und j von 1 bis 4×512 und k von 1 bis 512.

D_{ijk} ist damit die Zahl der koinzidenten Ereignisse mit dem Tripel (i, j, k) ($\hat{=} E_d, E_j, \Delta t_{d,j}$). D_{ijk} zerfällt wegen der Zahl der Detektorkombinationen in 16 Untermatrizen, die bei der Auswertung alle einzeln behandelt wurden.

Durch Projektion läßt sich die Datenmatrix D_{ijk} auf einzelne Spektren reduzieren:

$$D_i = \sum_{j=j_0; k=k_0}^{j_1 k_1} D_{ijk}$$

Wobei D_i das Spektrum derjenigen Teilchen ist, die zu j -Quanten der Energie $j_0 \leq E \leq j_1$ und der Zeitdifferenz $k_0 \leq \Delta t \leq k_1$ gehören.

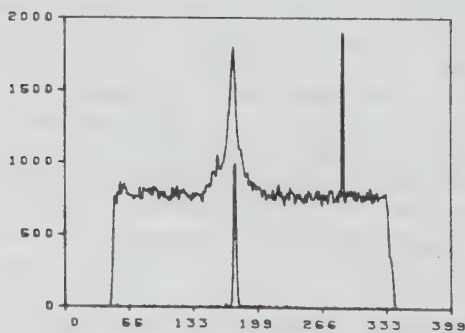


Fig. 7
TPC-Spektrum bei
 $^{34}\text{S}(d, d_1, \gamma)$

obere Kurve:
Totalprojektion

untere Kurve:
Projektion von den
interessierenden Linien im γ - und Teilchenspektrum

Bei der Datenanalyse wurden zunächst die Zeitspektren zu der interessierenden Linie durch Projektion ermittelt. Fig. 7 zeigt ein solches Zeitspektrum, bei dem man deutlich den durch die physikalische Koinzidenz ausgezeichneten Peak erkennt. Die Zeitauflösung betrug hier etwa 2.4 ns. In diesen Spektren wurden die Projektionsgrenzen (k_0, k_1) für die zufälligen und die echten Ereignisse bestimmt. In der Totalprojektion auf die γ -Spektren wurde die genaue Lage des Photopeaks der interessierenden γ -Linie eingegrenzt. Mit den so ermittelten Grenzen (k_0, j_0, k_1, j_1) wurden die Spektren der interessierenden koinzidenten Teilchen generiert. Fig. 8

zeigt ein solches koinzidentes Teilchenspektrum zusammen mit dem zufälligen Untergrund im Vergleich mit dem freien

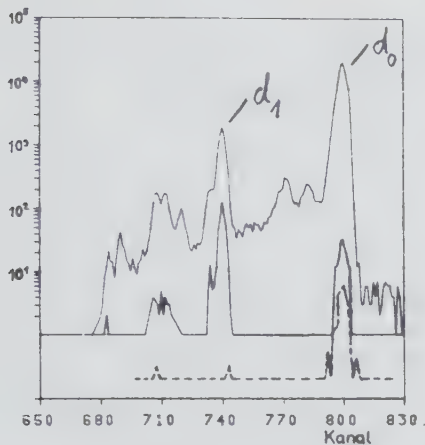


Fig. 8 Deuteronen-spektren

Oben:
freies Spektrum

Mitte:
koinzidentes Spektrum

Unten:
zufällige Koinzidenzen (etwas nach unten versetzt)

Spektrum. Aus dem vollständigen Überdecken der elastischen Linie d_0 erkennt man die Güte des hier verwendeten Verfahrens zur Zufälligenkorrektur. Der Anteil der zufälligen Ereignisse in der Linie der inelastisch gestreuten Deuteronen d_1 betrug im Mittel ca. 3%. Durch Integration der Deuteronenlinie d_1 und Abzug der zufälligen Ereignisse ergaben sich dann die koinzidenten Zählraten N_{coi} .

Die mit dem in 3.2.2 geschilderten Verfahren mit aufgezeichneten dazugehörenden freien Zählraten N_{frei} wurden auf ähnliche Weise durch Projektion aus der Datenmatrix D_{ijk} ermittelt. Hierzu wurden lediglich die durch getriggerte Pulsung erzeugten 'künstlichen' Linien im γ - und TPC-Spektrum eingegrenzt.

3.3.2 Die Winkelkorrelationsfunktion

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Zahl N_{coi} der 'wahren' Koinzidenzen zu

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_d d\Omega_r} = \frac{N_{coi}}{j N_F \Delta\Omega_d \varepsilon_r \Delta\Omega_r}$$

Dabei ist:

j Anzahl der einfallenden Teilchen

N_F Flächendichte des Targets

$\Delta\Omega_d$ Raumwinkel des Teilchendetektors

$\varepsilon_r \Delta\Omega_r$ Produkt aus Raumwinkel und Photonachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors

Zusammen mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_d} = \frac{N_{frei}}{j N_F \Delta\Omega_d}$$

ergibt sich dann für die Winkelkorrelationsfunktion W :

$$W = 4\pi \left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}\right)^{-1} \frac{\frac{d^2\sigma}{d\Omega_d d\Omega_r}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_d}} = 4\pi \frac{N_{coi}}{N_{frei} \varepsilon_r \Delta\Omega_r} \left(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}\right)^{-1}$$

Wobei das Verzweigungsverhältnis $\Delta\Gamma/\Gamma$ des betrachteten γ -Zerfalls für alle Kerne 1 ist.

Da die freien Wirkungsquerschnitte gleichzeitig und mit denselben Öffnungswinkeln, Flächendichten, Strahlströmen und

Zeiten gemessen wurden, ist der experimentelle Wert für W nicht von diesen Größen abhängig.
Wie in Kap. 2.1 ausgeführt läßt sich im Falle eines $2^+ \rightarrow 0^+$ Überganges wie hier die In-Plane-Winkelkorrelationsfunktion wie folgt parametrisieren :

$$W(\varphi_r \theta_r \varphi_d) = A + B \sin^2(\varphi_r + \phi_1) + C \sin^2 2(\varphi_r + \phi_2) \quad (41)$$

Dabei entspricht der zweite Term den Spinhalbflipereignissen (bezüglich der gewählten z-Achse senkrecht zur Reaktionsebene) und sollte für die hier gemessenen Winkelkorrelationen klein sein /SCHE75/VOGL79/.

Um die Größe dieses zweiten Terms abschätzen zu können wurde bei den Ne-Isotopen die Spinhalbflipwahrscheinlichkeit durch Messung der koinzidenten γ -Strahlung senkrecht zur Reaktionsebene ermittelt. Bei den betrachteten Spin- und Symmetrieverhältnissen kann B nicht größer sein als (vergl. Gl(18) in Kap. 2.1):

$$B \leq W(\varphi_r = 0, \theta_r = 0, \varphi_d)$$

Die durchschnittlichen Werte für $W(\theta_r = 0)$ (über alle Teilchenwinkel gemittelt) liegen im Falle des ^{20}Ne bei 0,02 (bzw. im Falle des ^{22}Ne bei 0,03). Daraus ergibt sich für $B \leq 0.03$, so daß das Vernachlässigen von B in den Fits durchaus gerechtfertigt erscheint.

Für jeden Teilchenwinkel φ_d wurde dann $W(\varphi_r, \theta_r = 90^\circ, \varphi_d)$ nach Gleichung 41 unter Vernachlässigung des 2. Terms angefitet. In Fig. 9 ist die Abhängigkeit von W vom φ -Winkel (für einen festen Teilchenwinkel $\varphi_d = 75^\circ$) zusammen mit der angefiteten Kurve gezeigt. Aus den Fits wurden dann die Parameter A, C und ϕ_2 entnommen.

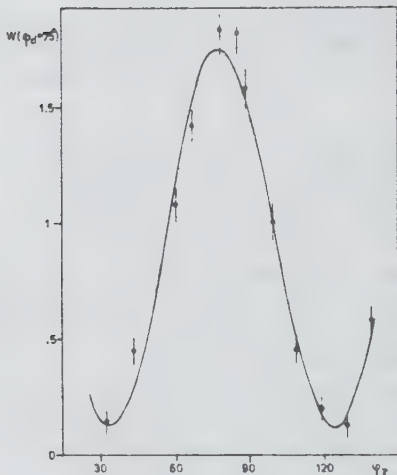


Fig. 5

Abhängigkeit der Korrelationsfunktion W vom $\uparrow$ -Winkel. Die eingezeichnete Kurve entspricht einem Least-square-Fit.

3.3.3 Messfehler

Das gleichzeitige Messen freier Wirkungsquerschnitte (siehe 3.2.2) hat den Vorteil, daß die Berechnung der Winkelkorrelation nicht mehr von experimentellen Größen wie Raumwinkel der Teilchendetektoren, der Targetdicke und der Targetstromintegration abhängt. Dementsprechend sind die experimentellen Werte auch unabhängig von den Messfehlern, die sich bei der Ermittlung dieser Größen ergeben. Diese Reduzierung der Messfehler setzt jedoch die absolute Gleichbehandlung der freien und koinzidenten Signale voraus. Da die freien Signale dieselbe Apparatur durchliefen, ist diese im wesentlichen gegeben. Jedoch wurden für die freien Teilchenzählraten in den $\uparrow$ -Zählern, Vorverstärkern und Hauptverstärkern keine Signale erzeugt, so daß die koinzidente Zählrate noch zusätzlich durch Fehler, bedingt aus den elektronischen Signalverlusten in diesen drei Geräten, behaftet war. Um diesen Messfehler auszuschalten, wurden die drei Verlustraten in diesen Geräten durch Messungen unter verschiedenen Zählratenbelastungen ermittelt, und die Werte darauf korrigiert. Die Genauigkeit dieser Korrektur betrug

ca. 1-2%.

Dagegen setzt sich der Messfehler bei der Ermittlung von $\epsilon_r \Delta \Omega_r$ in die Winkelkorrelation W fort. Dieser Messfehler ergibt sich aus der Genauigkeit, mit der die Positionen der γ -Detektoren und des Strahlflecks reproduziert werden konnten, zu ca 4%.

So ergibt sich ein mittlerer systematischer Fehler von maximal 5-6% der gemessenen Werte.

Im weiteren sind zu den Messwerten nur die statistischen Fehler bezogen auf ein 66%-Konfidenzlimit angegeben.

Schließlich soll noch auf den experimentellen Untergrund in den Spektren hingewiesen werden, der durch entsprechende Ausgleichsgeraden unter den Peaks soweit als möglich berücksichtigt wurde.

Für einen solchen Untergrund gibt es vielerlei Ursachen, wie Fremdatome, Kontamination in den Targets (vor allem nach längerer Messzeit), Unreinheiten im Strahl, oder durch Reaktionen oder Streuungen an den Blenden oder in den Nachweisdetektoren.

Zwar wird ein solcher Untergrund durch die Koinzidenz weitgehend eliminiert, jedoch bleibt auch hier ein kleiner Rest übrig. Dieser Rest äußert sich jedoch in einem gänzlich anderen (meist glatten) Verhalten, was die Abhängigkeit vom koinzidenten Untergrund von ϕ_r betrifft. Das hat zur Folge, daß sich solche Unreinheiten (wie auch die kleinen Anteile des B-Terms der Korrelation) verstärkt in der Messgröße 'A' ansammeln, so daß hier die systematischen Fehler sicher größer als 5% sind. Deshalb wird A in der Diskussion nur zur Bestimmung einer oberen Grenze für die Compoundanteile der Streuung verwendet und nicht weiter mit den direkten Rechnungen verglichen.

Andererseits sind die für den Vergleich mit den direkten Rechnungen wesentlichen Messgrößen C und ϕ_2 von systematischen experimentellen Fehlern gegenüber der Größe A sehr entlastet, was zur Folge hat, daß diese Fehler im C und von untergeordneter Bedeutung sind.

4. Ergebnisse und Diskussion

In der sd-Schale existieren eine Reihe von Kernen, für die kollektive Anregungen von besonderer Bedeutung sind. Das zeigt sich in den Niveaufolgen und den β -Zerfallseigenschaften dieser Kerne, die mit der Annahme von symmetrischen Rotatoren und Vibratoren gut beschreibbar sind. Aus diesem kollektiven Verhalten rechtfertigt sich besonders die Verwendung kollektiver Kernmodelle, um die Streu- und Reaktionsdaten zu beschreiben.

Für die systematische Untersuchung der Leistungsfähigkeit kollektiver Kernmodelle zur Beschreibung niederenergetischer Streudaten in der sd-Schale bieten sich die Kerne $^{20,22}\text{Ne}$, $^{24,26}\text{Mg}$, $^{28,30}\text{Si}$, $^{32,34}\text{S}$ und ^{36}Ar an. Sie besitzen wie alle gg-Kerne im Grundzustand keinen Drehimpuls und haben einen 1. angeregten Zustand mit Spin 2^+ im Abstand von ca. 1.2-2.2 MeV. Weiterhin sind sie genügend weit von Schalenabschlüssen entfernt, was einfache Schalenmodellkonfigurationen ausschließt. Wegen der Seltenheit des Isotops ^{36}Ar wurde auf eine Messung und Untersuchung an diesem Kern verzichtet.

Als Geschöß für diese Untersuchungen bot sich das Deuteron an, weil hier viele Reaktionskanäle (p, n, α) offen sind, so daß sich die Compoundkernprozesse auf diese verteilen können, und die Compoundanteile in der Streuung somit entsprechend klein sind (siehe Kap. 4.2.1). Darüber hinaus läßt das Deuteron als recht einfaches und locker gebundenes Teilchen einen Vergleich zur Nukleonstreuung und den damit verbundenen Potentialen zu.

Die Rechnungen zu den Streudaten wurden im Rahmen kollektiver Modelle mit DWBA /KUNZ71/ und CC-Programmen /RAYN78/ an einer Cyber 172 am Erlanger Rechenzentrum durchgeführt. Aus den damit errechneten Reaktionsamplituden wurden die Parameter der β -Winkelkorrelation mit Hilfe der Programme DWKS und CWKS /SCHE75/ gewonnen. Die mikroskopischen Rechnungen am $^{32,34}\text{S}$ ergaben sich aus Schalenmodellformfaktoren /STUM82/ mit Hilfe einer modifizierten Version des CC-Codes INCH2.

4.1. Observable

Als Observable zur Untersuchung der Deuteronenstreuung standen in der vorliegenden Arbeit die differentiellen Wirkungsquerschnitte und die Parameter der d- $\uparrow$ -Winkelkorrelation A, C und ϕ_2 zur Verfügung. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte ergeben sich aus der Summe der Betragsquadrate aller Übergangsmatrixelemente zu den verschiedenen magnetischen Unterzuständen im Ausgangskanal. Unterschiede in den Übergangsmatrixelementen können sich deshalb im Wirkungsquerschnitt leicht aufheben, wenn man Rechnungen mit verschiedenen Modellparametern vergleicht. Um diese Modellparameter genauer festzulegen, müssen weitere Observable, wie die d- $\uparrow$ -Winkelkorrelation betrachtet werden, die die Übergangsmatrixelemente in anderer (möglichst einfacher) Form enthalten.

Die Messung der Teilchen- $\uparrow$ -Winkelkorrelation ermöglicht die Bestimmung einfacher Kombinationen von Übergangsmatrixelementen. Da die Teilchen- $\uparrow$ -Winkelkorrelation nur wenig vom Spinbahn-Potential abhängt, sollte damit eine vom Spinbahn-Potential praktisch unabhängige Bestimmung der restlichen Parameter des optischen Potentials möglich sein.

Die zur Untersuchung der Streuung häufig verwendeten Analysierstärken enthalten ebenfalls Interferenzterme der Übergangsamplituden, jedoch in anderer Kombination als die d- $\uparrow$ -Winkelkorrelation. Sie sind u.a. auch empfindlich auf die Parameter des Spin-Bahn-Potentials, so daß hierbei 3 (oder mehr) weitere, weitgehend freie Parameter bedeutend werden, die in den Wirkungsquerschnitten und der $\uparrow$ -Winkelkorrelation eine vergleichsweise untergeordnete Rolle spielen. Um die Zahl der freien Parameter einzugrenzen, wurde in dieser Arbeit das Gewicht auf die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte und der Winkelkorrelation gelegt, zumal die Analysierstärke für die elastische d-Streuung am ^{24}Mg und ^{20}Ne ein recht eigenartiges Verhalten zeigt, das eine Beschreibung im Rahmen der hier verwendeten einfachen Spin-Bahn-Potentiale verwehrt /JAHR80/SCHE83/SCHE77/.

Die ergänzende Messung und Beschreibung der Analysierstärken bei den deformierten Kernen der sd-Schale wird Gegenstand zukünftiger Untersuchungen auf der Basis der in dieser Arbeit eruierten Parameter des realen und imaginären Potentials sein.

4.2. Abschätzung der Compound-Kern-Reaktionsanteile

Ein Problem der Kernphysik mit niederen Energien ist, daß neben direkten Prozessen auch nennenswerte Anteile der Kernreaktionen über Resonanzprozesse ablaufen können. In /ORTN80/, /ORTN83/ wurde gezeigt, daß sich diese Compound-nukleus(CN)-Anteile in der in-plane-Korrelationsfunktion

$$W(\varphi_r, \theta_r = 90^\circ, \varphi_d) = A(\varphi_d) + C(\varphi_d) \sin^2 2(\varphi_r + \phi_2(\varphi_d))$$

im wesentlichen im Parameter A bemerkbar machen. Die Phasenlage und Form von C wird dagegen sehr wenig beeinflusst. Kleine CN-Anteile können auch die Phase ϕ_2 und die Höhe von C nur sehr wenig verändern. Somit sollten die Größen C und ϕ_2 der Winkelkorrelation wichtige Informationen zur näheren Untersuchung direkter Reaktionen in der sd-Schale liefern. Der Parameter A ist hingegen eine recht empfindliche Größe zum Bestimmen kleinerer CN-Anteile. Da A experimentell bei den Ne-Isotopen am genauesten ermittelt wurde, soll die Abschätzung der CN-Anteile an $^{20,22}\text{Ne}$ repräsentativ für alle Kerne durchgeführt werden. A ergibt sich aus

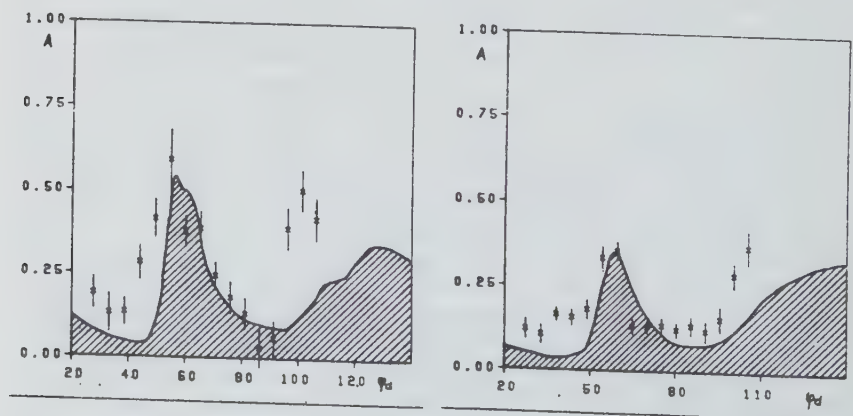


Fig.10 Korrelationsgröße A für $^{20,22}\text{Ne}(d,d_1,\gamma)$ mit dem Bereich, der typischerweise von direkten Rechnungen abgedeckt wird.

Hauser-Feshbach-Rechnungen als eine wenig strukturierte, nahezu konstante Funktion des Streuwinkels mit einem Mittelwert von ca. 0.8. Fig. 10 zeigt die für A gemessenen Werte zusammen mit dem von DWBA- und CC-Rechnungen abdeckbaren Bereich am ^{20}Ne und am ^{22}Ne . Die Rechnungen liegen im Mittel um ca. 0.08 zu tief, woraus sich als obere Grenze für die CN-Anteile $G_{\text{CN}} \lesssim 10\% G_{\text{ges}}$ im betrachteten Winkelbereich ergibt. Bei den anderen Kernen zeigt der Parameter A einen qualitativ ähnlichen Verlauf, was auch dort zu kleinen Obergrenzen für die CN-Anteile führt.

Obige Abschätzung bezieht sich nur auf den Winkelbereich zwischen 25 und 90 Grad. Speziell die rückwärtigeren Winkel können mit erheblich größeren CN-Anteilen behaftet sein. Deshalb wird in dieser Arbeit auch größerer Wert auf die Beschreibung der vorderen Winkel gelegt.

Da sich experimenteller Untergrund (wie in 3.3.3 erörtert) in der Größe A stärker bemerkbar macht, und diese nach oben verschoben kann, sind die CN-Anteile vermutlich viel kleiner als die angegebene Obergrenze. Derart kleine CN-Anteile wirken sich nur recht wenig in den restlichen Größen aus, so daß Hauser-Feshbach-Korrekturen in den folgenden Rechnungen vernachlässigt wurden.

4.3 Vergleich der Streudaten der verschiedenen Kerne

Innerhalb der sd-Schale gibt es drei Unterschalen: Die d5/2-Schale, die beim ^{28}Si abgeschlossen ist, die s1/2-Schale mit dem Schalenabschluß am ^{32}S und die d3/2-Schale, die beim ^{40}Ca endet. Somit gibt es innerhalb der betrachteten Reihe von Kernen 2 Stellen an denen Unterschalen abgeschlossen sind. Die Abhängigkeit der Streudaten von der inneren Struktur der Kerne sollte sich deshalb durch auffälliges Verhalten der Observablen bei ^{28}Si und ^{32}S äußern. Daraufhin wurden die Daten rein phänomenologisch untersucht. Im wesentlichen ergaben sich von Kern zu Kern stetige Änderungen, die sich aus der zunehmenden Größe und abnehmenden Deformation erklären. Es zeigen sich jedoch drei Ausnahmen:

- 1) Der Korrelationsparameter C enthält im betrachteten Winkelbereich typischerweise zwei Maxima. Fig. 11 zeigt die Höhe des 2. Maximums des Korrelationsparameters C.

Es zeigt sich beim ^{28}Si und etwas schwächer bei ^{32}S ein deutliches Absinken dieser Höhe. Die eingezeichneten Fehler ergaben sich aus den statistischen Fehlern der 5 Messpunkte um das Maximum, die durch geeignete Kurven angefügt wurden. Da die Normierung der Winkelkorrelation oftmals mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden ist, bietet dieses Einbrechen jedoch nur einen relativ unsicheren Hinweis auf mögliche Unterschalenabschlüsse.

- 2) Während die inelastischen Wirkungsquerschnitte von ^{20}Ne bis ^{34}S immer kleiner werden, zeigt sich derjenige von ^{28}Si weitaus größer als die seiner Nachbarn. Das kann aber auch in kollektiven Modellen durch ein großes β_2 erklärt werden, was sich mit anderen Experimenten am ^{28}Si deckt. Im übrigen ist ^{28}Si der einzige der untersuchten Kerne mit oblater Deformation [SPEA81].
- 3) Beim ^{28}Si ist die Diffraktionsstruktur im gemessenen C etwas breiter als die benachbarter Kerne, was auf eine kleinere Kerngeometrie hinweist. Ein ähnliches Verhalten konnte am ^{32}S jedoch nicht beobachtet werden.

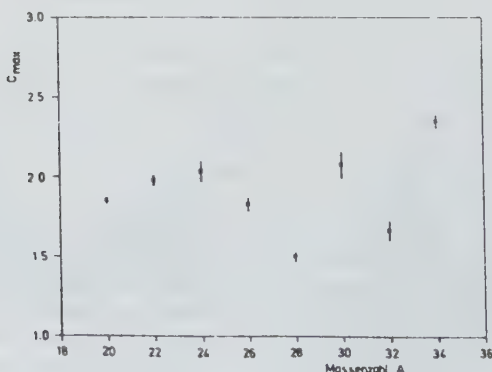


Fig.11 Höhe des 2. Maximums der Korrelationsamplitude C in Abhängigkeit von der Massenzahl A der Kerne.

Bis auf diese Ausnahmen zeigen die Daten ein recht gleichmäßiges Verhalten im ganzen Messbereich, so daß die Anwendung von Rechnungen im Rahmen kollektiver Modelle, die keine innere Kernstruktur beinhalten, zur Beschreibung der Daten gerechtfertigt erscheint.

4.4 DWBA-Rechnungen

4.4.1 Elastische Streuung am optischen Potential

Zunächst wurden die elastischen Wirkungsquerschnitte aller Kerne mit dem Programm MAGALI /RAYN69/ angefitet und daraus die Parameter des optischen Potentials bestimmt. Das Spin-Bahn-Potential, das für die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte keine große Rolle spielt, wurde dann auf $V_{LS} = 6$ MeV, $R_{LS} = 1.0$ fm und $a_{LS} = 0.7$ fm in einer Full-Thomas-Form festgelegt. Diese Werte sind typisch für die Deuteronenstreuung und bewegen sich im Rahmen globaler Parametersätze /DAEH80/LOHR74/BURG80/.

Bei den Anpassungen wurden die Parameter des optischen Potentials in verschiedenen Kombinationen freigegeben und die Ergebnisse immer wieder als Startwerte für neue Fits benutzt. Als Fehler wurden die statistischen Fehler zusammen mit einem Aufschlag von 2% des Messwertes eingesetzt. Dieser Aufschlag rechtfertigt sich aus systematischen Fehlern wie sie bei der Integration der gemessenen Linien auftreten. Die so erhaltenen Kurven zeigten dann auch eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment als diejenigen, bei denen nur statistische Fehler zugelassen wurden. Fig. 12a,b zeigt die gemessenen Daten im Vergleich mit der gerechneten Potentialstreuung *). Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung, wie man es bei Anpassung von 5 Parametern an ca. 16-25 Punkte erwartet. Bei den Fits ergaben sich die üblichen diskreten Vieldeutigkeiten in V , wie sie bereits vor langer Zeit von verschiedenen Autoren (z.B. /SCHN73/, /DRIS63/, /PERE63/) gefunden wurden. Da sie im Rahmen von Faltungsmodellen /WATA58/, /PERE67/, /JOHN70/, /KEAT73/ zugunsten von Potentialen mit einem Volumenintegral von

*) Die Parametersätze, die hier in den Figuren bezeichnet sind, finden sich in Tab.2 am Ende dieses Kapitels.

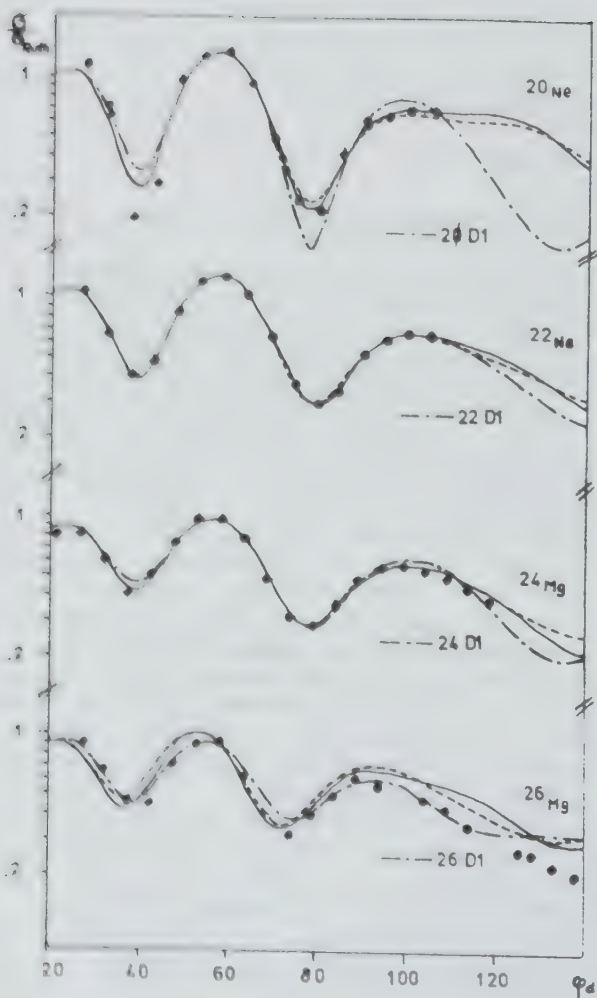


Fig. 12a Elastische Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Rechnungen der Streuung am optischen Potential.

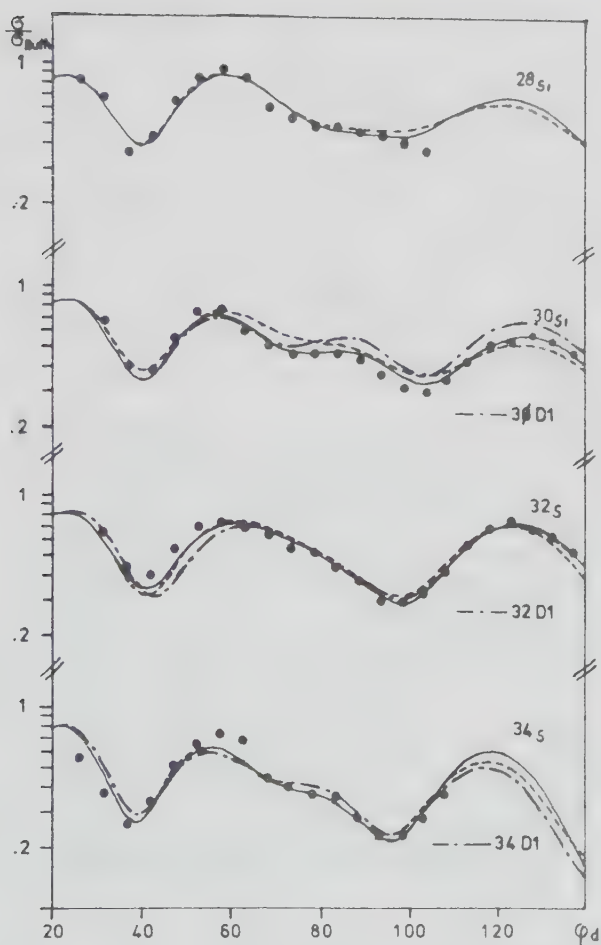


Fig.12b Elastische Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Rechnungen der Streuung am optischen Potential.

$J_R/A = 840 \text{ MeV fm}^3$ aufgelöst werden können, wurden hier nur diejenigen Parametersätze verwendet, die am nächsten ober- und unterhalb dieses Wertes liegen. Fig. 12 a,b zeigt die Rechnungen oberhalb dieses Wertes als durchgezogene und diejenigen unterhalb als gestrichelte Kurven. Wegen den kontinuierlichen Vieldeutigkeiten in R und V_0 , die durch die Beziehung $V \cdot R^n = \text{const}$ gegeben sind, wurden Parametersätze zu drei verschiedenen Radien zwischen $1.07 \text{ fm} \leq R \leq 1.3 \text{ fm}$ gebildet. Die strichpunktiierten Kurven in Fig. 12a,b gehören zu den DWBA-Rechnungen, die in Kap. 4.4.2 erklärt werden. Die Beschreibungen für verschiedene Radien waren fast gleich. Somit war eine Entscheidung zugunsten einer der Radien nicht möglich. Für die Volumenintegrale $\int_R/A$ des realen Potentials ergaben sich sehr gut definierte Werte mit nahezu stetigen Verhalten über den betrachteten Massenbereich.

Fig. 17 zeigt diese Volumenintegrale, durch "S" ($R = 1.07 \text{ fm}$) und "E" ($R = 1.3 \text{ fm}$) gekennzeichnet, im Vergleich zu denen, die sich durch Extrapolation von globalen Sätzen (wie z.B. /DAEH80/BURG80/LOHR74/PERE63/PERR76/) in dem betrachteten Massenbereich ergeben. Die für die Beschreibung der Daten nötigen Volumenintegrale liegen auf zwei Ästen um die globalen Sätze. Im Massenbereich $A > 30$ stimmt der obere Ast recht gut mit den globalen Sätzen überein; jedoch zeigen sich bei den niedrigen Massenzahlen signifikante Abweichungen davon. Für $A = 22, 24, 26$ fanden sich keinerlei befriedigende Beschreibungen in der unmittelbaren Nähe globaler Sätze. Deshalb sind die meisten globalen Sätze von den Autoren nach unten in ihrer Gültigkeit limitiert. Da die Kerne $^{20,22}\text{Ne}$, $^{24,26}\text{Mg}$ und ^{28}Si sich durch eine hohe Quadrupoldeformation auszeichnen, ist anzunehmen, daß sich diese Abweichungen durch Coupled-Channels-Analysen beheben lassen (siehe Kap. 4.5).

4.4.2. DWBA-Analysen der inelastischen Streuung

Wegen der fehlenden Kanalkopplung sind bei DWBA-Analysen die Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung gleich denen aus der Streuung an dem im Eingangskanal verwendeten optischen Potential. So bilden die im vorigen Kapitel gefundenen Parametersätze einen guten Ausgangspunkt für DWBA-Analysen der inelastischen Daten.

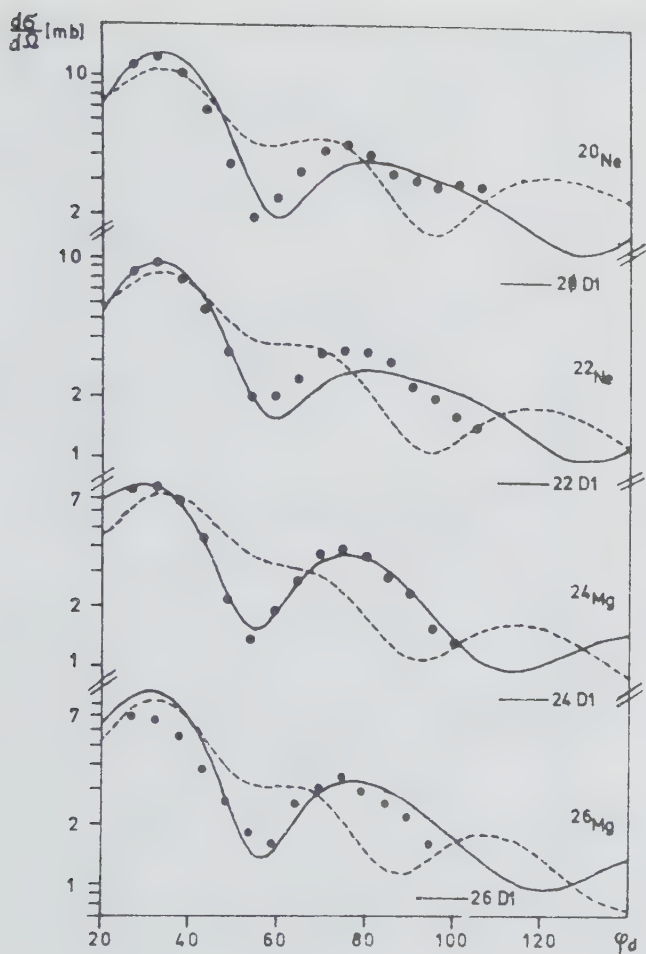


Fig 13a Inelastische Wirkungsquerschnitte zusammen mit DWBA-Rechnungen.

--- symmetrische DWBA
 — asymmetrische DWBA

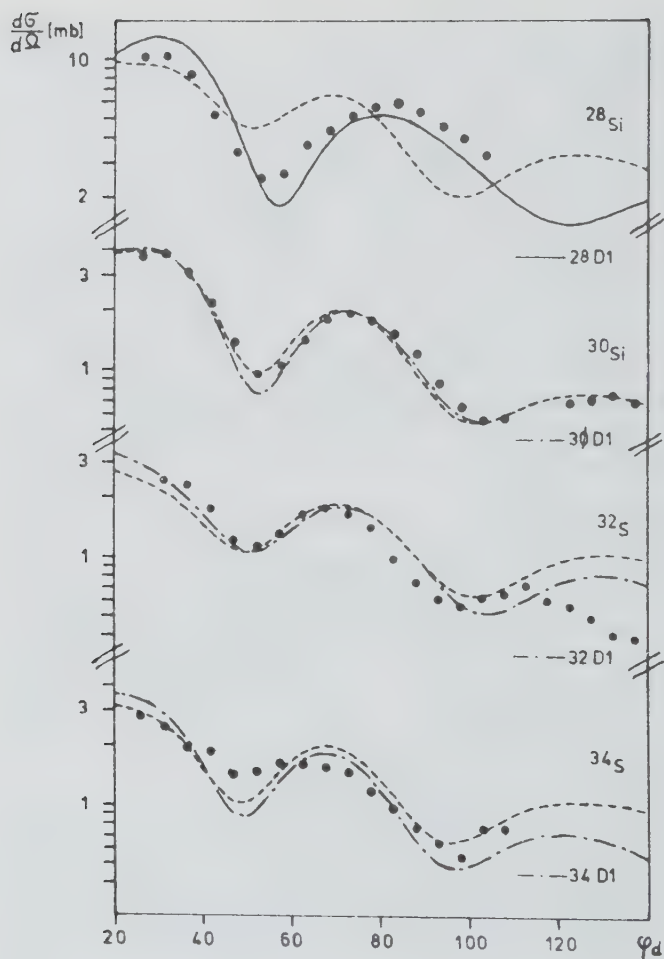


Fig 13b Inelastische Wirkungsquerschnitte zusammen mit DWBA-Rechnungen.

--- und - - - - - symmetrische DWBA
 ————— asymmetrische DWBA

Fig. 13a,b zeigt die inelastischen Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Ergebnissen der symmetrischen DWBA; d.h. auch im Ausgangskanal wurden die Parameter des Eingangskanals verwendet (gestrichelte Kurven). Sie entsprechen den durchgezogenen Kurven in Fig. 12a,b. Die Parameter des unteren Potentialastes (gestrichelte Kurven in Fig. 12a,b) ergeben einen weitgehend identischen Verlauf der inelastischen Wirkungsquerschnitte. Sie sind in Fig. 13a,b nicht eingezeichnet.

Dort wo sich die JR/A der verwendeten Potentiale mit denen globaler Sätze relativ gut decken, nämlich bei $A = 30, 32, 34$, ergeben sich auch recht brauchbare Beschreibungen für die inelastischen Wirkungsquerschnitte. Bei $A = 20, 22, 24, 26, 28$, also bei den höher deformierten Kernen zeigt sich in den inelastischen Wirkungsquerschnitten keinerlei Ähnlichkeit mit den Messungen.

In Fig. 14a,b,c,d sind die Winkelkorrelationsamplituden C und in Fig. 15a,b die Winkelkorrelationsphasen ϕ_2 zu diesen Rechnungen gestrichelt dargestellt. Vor allem die Kurven für C haben für $A = 20, 22, 24, 26, 28$ ein völlig anderes Winkelverhalten als die Messungen. Da sich in C die Diffraction sehr viel deutlicher äußert (hier werden nur die $m_z = \pm 2$ z-Komponenten selektiert) als im Wirkungsquerschnitt, ist anzunehmen, daß hier die Volumenintegrale des reellen Potentials völlig falsch angenommen wurden. Deswegen muß im Ausgangskanal ein anderes Potential getestet werden ("asymmetrische DWBA").

Um dieses Potential eindeutig festzulegen, genügt es nicht, die Wirkungsquerschnitte alleine zu beschreiben, da hier weitere 6 Parameter im Ausgangskanal frei wählbar werden. Das soll in Fig. 16 am Beispiel des ^{20}Ne demonstriert werden. Hier wurden 3 verschiedene Parametersätze für den Ausgangskanal gewählt, die alle in der Lage sind, den inelastischen Wirkungsquerschnitt in guter Approximation zu beschreiben. Deutliche Unterschiede ergeben sich jedoch bei der Winkelkorrelation, wo nur einer davon das Minimum in C wiedergeben kann. Frühere Arbeiten /SCHE75/, /ROET78/ an den Mg-Isotopen haben gezeigt, daß die asymmetrische DWBA im allgemeinen nicht in der Lage ist, überhaupt Minima in C zu beschreiben, daß es jedoch spezielle genau definierte Potentiale gibt, bei denen diese Minima auftreten, wenn man die DWBA in der Priorform betreibt /VOGL83/.

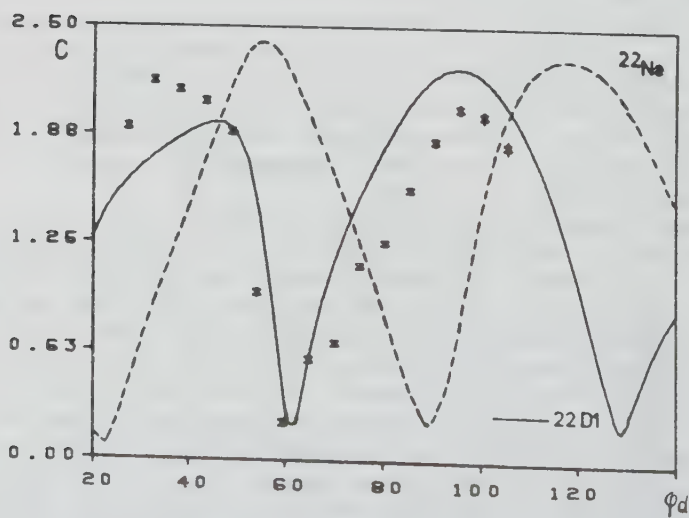
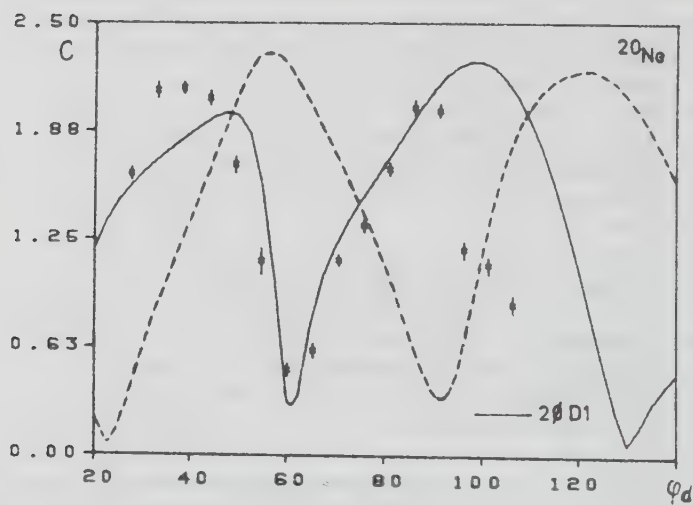


Fig.14a Korrelationsamplitude C mit DWBA-Rechnungen
 - - - - - symmetrische DWBA
 ——— asymmetrische DWBA

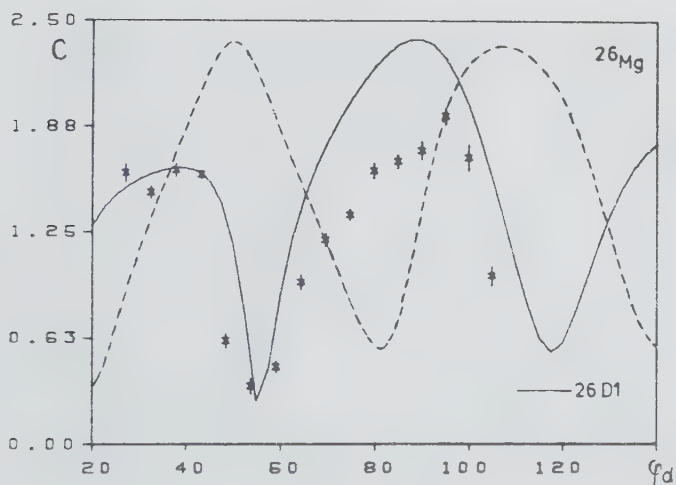
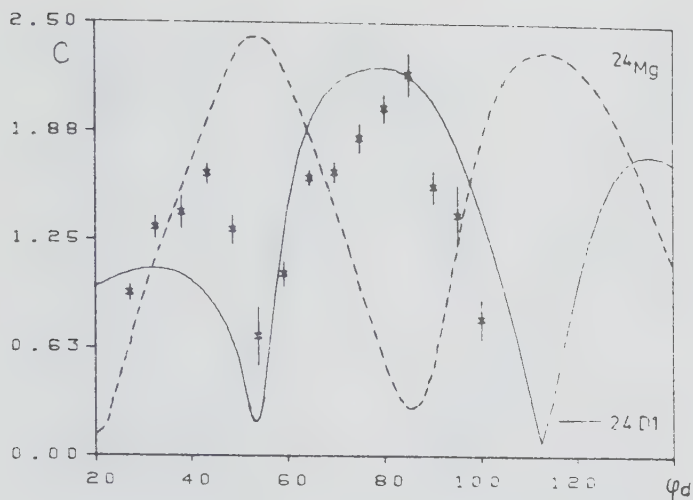


Fig.14b Korrelationsamplitude C mit DWBA-Rechnungen
 - - - - - symmetrische DWBA
 ——— asymmetrische DWBA

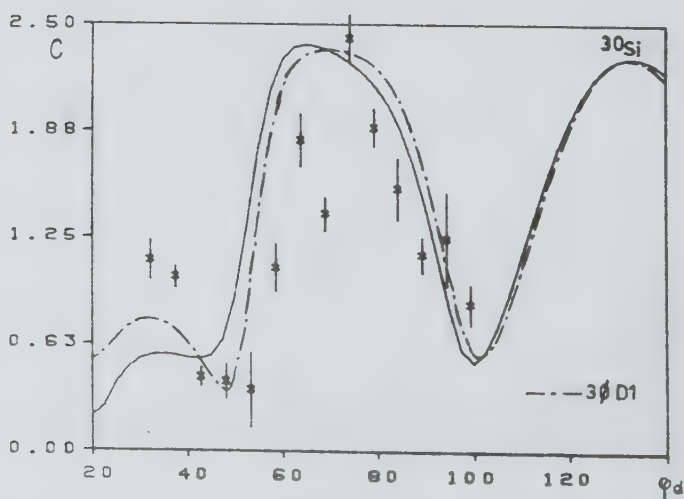
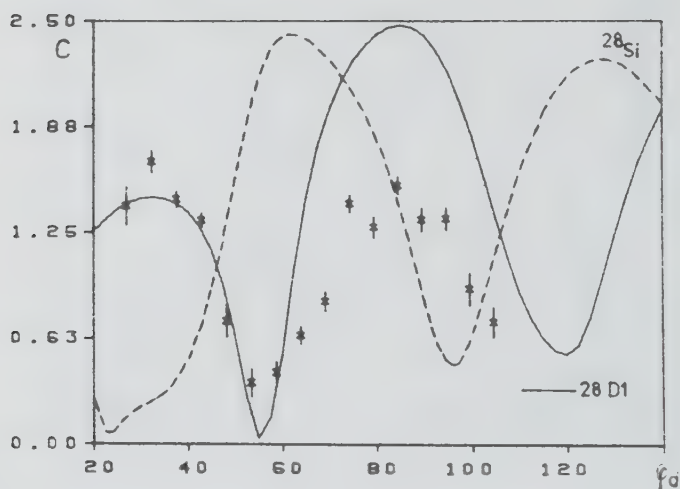


Fig.14c Korrelationsamplitude C mit DWBA-Rechnungen
 - - - - - symmetrische DWBA
 ————— asymmetrische DWBA

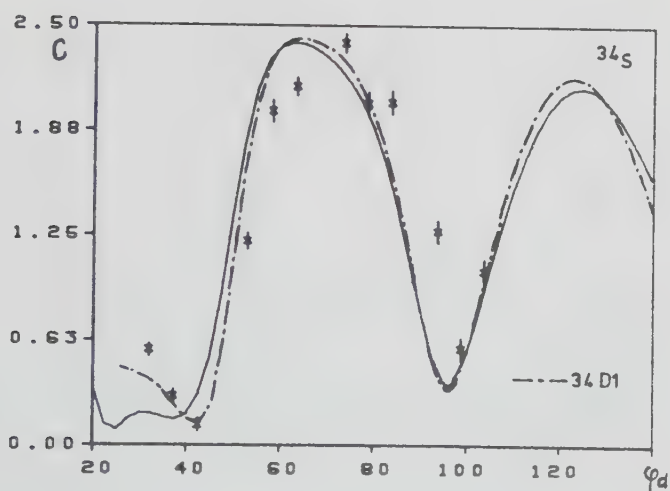
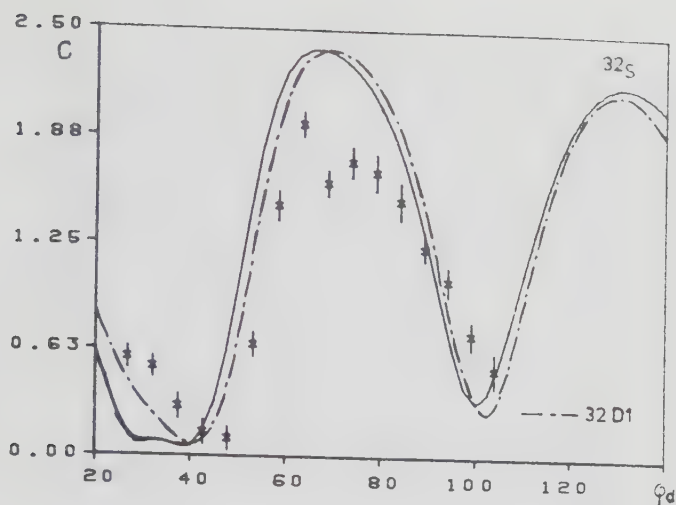


Fig.14d Korrelationsamplitude C mit symmetrischer DWBA

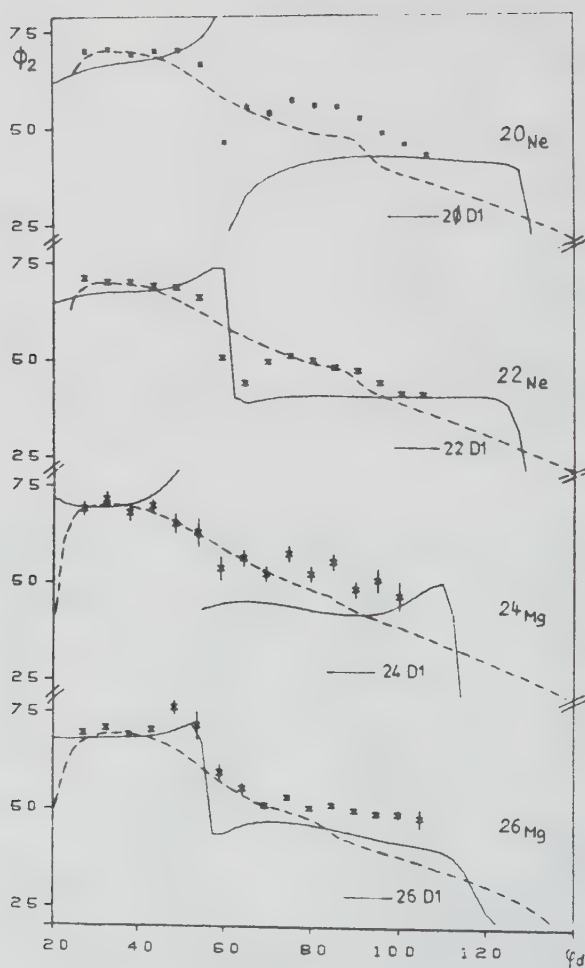


Fig.15a Korrelationsphase zusammen mit DWBA-Rechnungen
 - - - - - symmetrische DWBA
 ————— asymmetrische DWBA

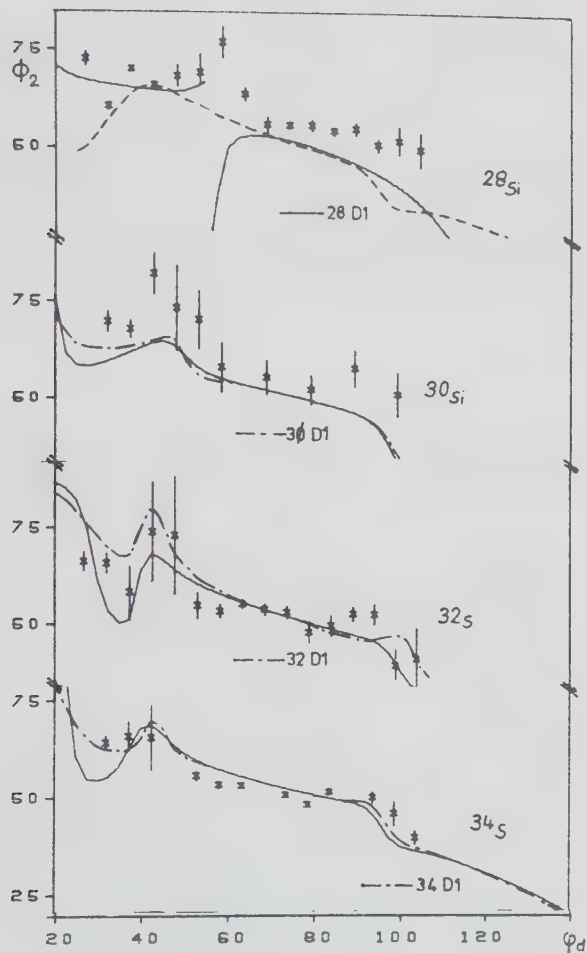


Fig.15b Korrelationsphase ϕ_2 mit DWBA-Rechnungen.
Bei ^{28}Si ist die durchgezogene Kurve eine asymmetrische DWBA-Rechnung. Alle anderen Kurven entsprechen der symmetrischen DWBA.

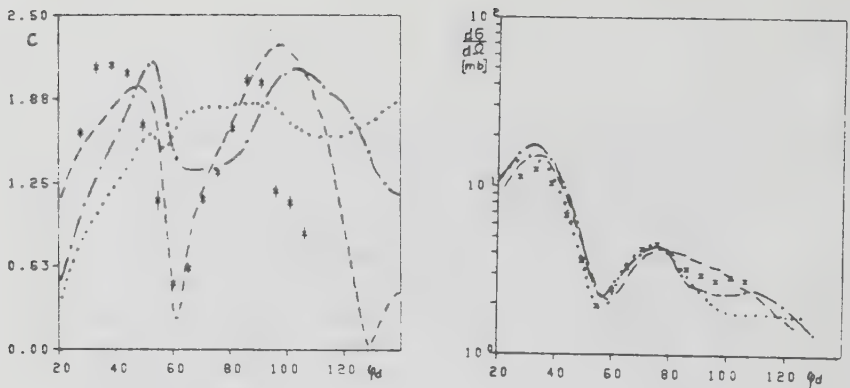


Fig.16 Verschiedene DWBA-Rechnungen mit nur kleinen Unterschieden im Wirkungsquerschnitt verhalten sich in der Korrelation sehr unterschiedlich.

Solche speziellen Parametersätze konnten auch für die übrigen Kerne gefunden werden. Der Einfachheit halber wurden die in /VOGL83/ für $^{24,26}\text{Mg}$ und ^{28}Si gefundenen Parametersätze hier in die Diskussion übernommen. Die sich daraus ergebenden Beschreibungen sind als ausgezogene Kurven in die Figuren 13,14 und 15 eingezeichnet.

Zwar lassen sich die gemessenen Observablen mit diesen Rechnungen approximieren, jedoch zeigen die Kurven an verschiedenen Stellen leichte Mängel. Beim $^{20,22}\text{Ne}$ etwa weicht ϕ_2 im Bereich von $\psi_d = 60^\circ$ bis 90° sehr deutlich von den Messwerten ab. Hier sind auch die inelastischen Wirkungsquerschnitte in ihrer Form nicht gut beschrieben.

Bei den Kernen ^{30}Si , ^{32}S und ^{34}S liefert bereits die symmetrische DWBA befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment (gestrichelte Kurven in Fig. 13 bis 15). Lediglich für vordere Winkel sind größere Abweichungen in der Form der Korrelationsamplitude C festzustellen. Durch kleine Änderungen im realen Potential konnte das verbessert werden (strichpunktierte Kurven in Fig. 13 bis 15). Der Wirkungsquerschnitt leidet kaum darunter. Es ergab sich damit eine recht konsistente Beschreibung der Deuteronenstreuung an

^{30}Si , ^{32}S und ^{34}S mit Hilfe der symmetrischen DWBA.

Bemerkenswert an diesen Rechnungen sind die Volumenintegrale J_R/A der benötigten realen Potentiale. Für J_R/A des Eingangskanals ergeben sich die bereits in 4.4.1 erörterten, in Fig. 17 mit "E" bezeichneten Werte (die mit "S" bezeichneten Werte gehören zu den Rechnungen im Rahmen der symmetrischen DWBA, die nur für die Kerne ^{30}Si , ^{32}S , ^{34}S befriedigende Beschreibungen der inelastischen Deuteronenstreuung lieferte). Die Volumenintegrale des Ausgangskanals (in Fig. 17 mit "A" symbolisiert) folgen jedoch weiterhin den globalen Sätzen. Offenbar ist die DWBA dann in der Lage die Winkelkorrelation in guter Näherung zu beschreiben, wenn die Volumenintegrale des Ausgangskanals in der unmittelbaren Nähe der globalen Sätze liegen.

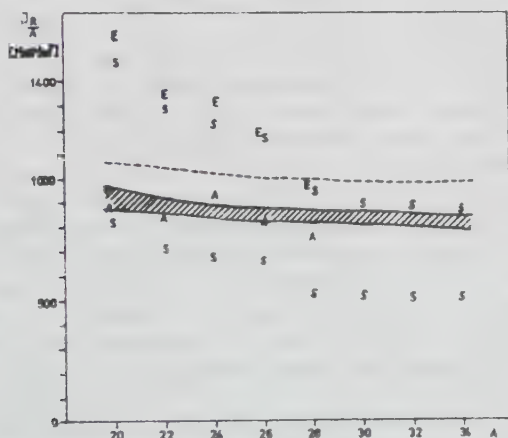


Fig.17 Volumenintegrale J_R/A des realen Potentials aus den gezeigten DWBA-Rechnungen.

S : symmetrische DWBA

E : Eingangskanal der asymmetrischen DWBA

A : Ausgangskanal der asymmetrischen DWBA

Daraus erklärt sich unmittelbar, daß für $A = 30, 32, 34$ bereits die symmetrische DWBA recht gute Beschreibungen liefert. Hier benötigen auch die elastischen Wirkungsquer-

schnitte Potentiale mit J_R/A in der Nähe der globalen Sätze.

Die Verwendung verschiedener Potentiale im Eingangs- und Ausgangskanal ist durchaus zulässig /AUST70/, da das optische Potential in angeregten Zuständen nicht durch Streumessungen unmittelbar zugänglich ist. Jedoch ist es sehr schwer verständlich, daß J_R/A sich für Ein- und Ausgangskanal um mehr als 50% (beim ^{20}Ne) unterscheidet, da J_R/A eine allgemeine Eigenschaft von Kernmaterie zu sein scheint (vgl. Kap. 2.3). Wenn auch kleinere ($\lesssim 10\%$) Abweichungen von J_R/A von globalen Sätzen bei der Beschreibung von Nukleonen- und Deuteronenstreuungen die Regel sind (hier spiegelt sich die individuelle Kernstruktur wieder), so sollten sich doch Grundzustand und 1. angeregter Zustand, die wie hier offenbar stark "verwandt" (sie haben z.B. recht große π -Übergangswahrscheinlichkeiten) sind, sich nicht derart stark unterscheiden.

Deswegen scheidet die DWBA als adäquate Beschreibung für die Streudaten bei hoch deformierten Kernen aus. Hier spielen offenbar Kanalkopplungseffekte eine entscheidende Rolle. Die DWBA kann diese Kanalkopplungseffekte dadurch simulieren, daß sie jedem Kanal ein eigenes Potential zuordnet, das offenbar weniger physikalischen Sinn besitzt, als vielmehr freie Parameter zur Anpassung liefert. Diese Anpassung versteckt die Ankopplung starker Kanäle in den Parametern der Realteile der optischen Potentiale. Einen Versuch diese (die Kanalkopplung beinhaltenden) Parameter herzuleiten enthält /ASCU78/, jedoch hat sich das dort erörterte Verfahren für leichte Ionen als nicht sehr erfolgreich erwiesen.

Daher müssen die Kanalkopplungen bei der Beschreibung der Streudaten (wie im nächsten Kapitel erörtert) mit CC-Rechnungen explizit mitberücksichtigt werden.

Parameter- satz	Kern	V	R_V	a_V	W	R_W	a_W
20-d-1	^{20}Ne	Eingangskanal:					
		114.8	1.38	.64	20.0	1.24	.75
		Ausgangskanal:					
	$\beta_2 = .56$	109.0	1.05	.75	17.0	1.62	.51
22-d-1	^{22}Ne	Eingangskanal:					
		114.8	1.304	.60	19.2	1.20	.80
		Ausgangskanal:					
	$\beta_2 = .57$	105.0	1.05	.75	17.0	1.62	.51
24-d-1 *)	^{24}Mg	Eingangskanal:					
		114.8	1.32	.53	18.5	1.06	.89
		Ausgangskanal:					
	$\beta_2 = .60$	109.4	1.09	.76	17.0	1.59	.51
26-d-1 *)	^{26}Mg	Eingangskanal:					
		114.8	1.25	.61	27.5	1.15	.78
		Ausgangskanal:					
	$\beta_2 = .44$	109.4	.99	.87	17.0	1.59	.51
28-d-1 *)	^{28}Si	Eingangskanal:					
		103.1	1.14	.80	22.3	1.56	.49
		Ausgangskanal:					
		100.	1.05	.75	15.0	1.46	.55
30-d-1	^{30}Si	Eingangskanal=Ausgangskanal					
		$\beta_2 = .30$	85.5	1.25	.77	21.1	1.56
32-d-1	^{32}S	Eingangskanal=Ausgangskanal					
		$\beta_2 = .22$	84.4	1.28	.71	16.8	1.56
34-d-1	^{34}S	Eingangskanal=Ausgangskanal					
		$\beta_2 = .24$	81.6	1.27	.77	15.0	1.56

Tabelle 2 Verzeichnis der im Rahmen von DWBA-Rechnungen benutzten Parametersätze
 *) aus /VOGL83/ übernommen

4.5 Coupled-Channels-Analysen

4.5.1 Die CC-Rechnungen zu den Kernen

In /OHTA83/ konnten die Abweichungen in J_R/A von den globalen Sätzen bzw. von JLM-Potentialen bei der elastischen Protonenstreuung an deformierten seltenen Erden durch Ankopplung des 1. inelastischen Kanals aufgehoben werden. Die DWBA-Rechnungen im vorigen Kapitel zeigten starke Abweichungen in J_R/A zwischen Ein- und Ausgangskanal bei den höher deformierten Kernen. Es sollte daher möglich sein, diese Abweichungen im Rahmen von CC-Analysen zu unterdrücken. Dazu sollten die wesentlichen Kanäle explizit berücksichtigt werden.

Das ist im betrachteten Massenbereich neben dem elastischen Kanal die Streuung in den 1. angeregten Zustand. Daneben spielen auch höhere Anregungen und bei ^{30}Si , $^{32,34}\text{S}$ auch (d,p)-Reaktionen eine Rolle. Aus drei Gründen wurde jedoch auf diese Ankopplungen verzichtet:

- 1) Die stark steigenden Rechenkosten für höhere Kopplungen lassen nur oberflächliche Analysen zu.
- 2) Ein Vergleich aller Kerne setzt eine gleiche Behandlung der Streuungen voraus. Bei Ankopplung verschiedener Zustände lassen sich mögliche individuelle Kerneigenschaften in der Art der Kopplung und der Wahl der Kopplungsparameter verstecken.
- 3) Die in Frage kommenden Kanäle sind nicht gemessen worden, wodurch die Kopplungsparameter völlig willkürlich wählbar sind.

Die Rechnungen wurden daher alle in 0^+-2^+ Kopplung durchgeführt, wobei die Kopplungsparameter frei variiert wurden. Es ergaben sich schließlich Werte, die mit Literaturwerten /SPEA81/ gut übereinstimmten.

Es wurde versucht, alle betrachteten Kerne mit möglichst ähnlichen Potentialen zu beschreiben, die im J_R/A um die Werte der globalen Sätze oder von Faltungspotentialen liegen. Frühere Arbeiten /Vogl83/ haben am $^{24,26}\text{Mg}$ gezeigt, daß es sehr gute Beschreibungsmöglichkeiten mit Potentialen gibt, die im J_R/A recht weit entfernt von den globalen Sätzen liegen. Solche Lösungen sollen hier nicht weiter erörtert werden. Die in den hier diskutierten CC-Rechnungen

benützten Parametersätze finden sich entsprechend der Bezeichnungen in den Figuren in Tab.3 am Ende dieses Kapitels.

Erste CC-Rechnungen zeigten, daß auch hier kontinuierliche Vieldeutigkeiten in R und V auftraten, die eine genaue Bestimmung des realen Radius anhand der Wirkungsquerschnitte verhinderte. Deswegen wurde für die weiteren Wirkungsquerschnittsrechnungen der reale Radius festgelegt. Als Orientierung dienten Werte aus der Nukleonenstreuung z.B./BECC69/ mit einem Radiusparameter R von ca. 1.2 fm. Um die Ausdehnung des Deuterons zu berücksichtigen, wurde R zu etwa 1.3 fm gewählt, und nur noch kleine Abweichungen ($\sim 5\%$; soweit für eine gute Beschreibung der Winkelkorrelation nötig) zugelassen. Die so gewonnenen Potentiale sind dann von ähnlicher Ausdehnung wie Potentiale, die aus Faltungsmodellen generiert werden. Als imaginäres Potential wurde ein reines Oberflächenpotential gewählt, was sich im betrachteten Massenbereich anbietet. Die Parameter des imaginären Potentials wurden für die Anpassung freigegeben.

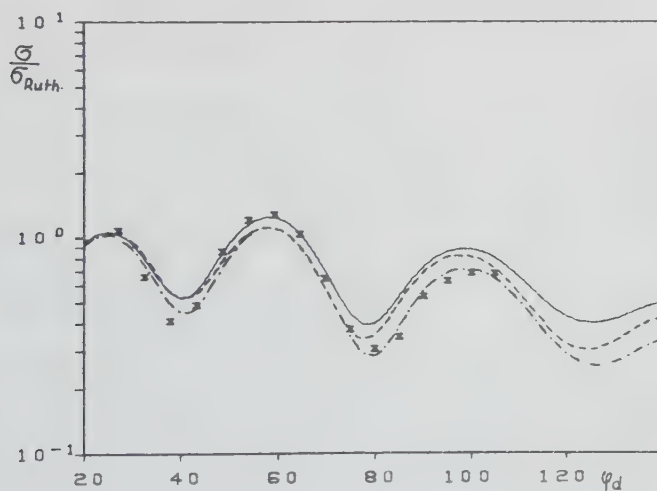


Fig.18 Elastischer Wirkungsquerschnitt am ^{22}Ne mit CC-Rechnungen zu verschiedenen optischen Potentialen zur Demonstration des Anpassungsverfahrens.

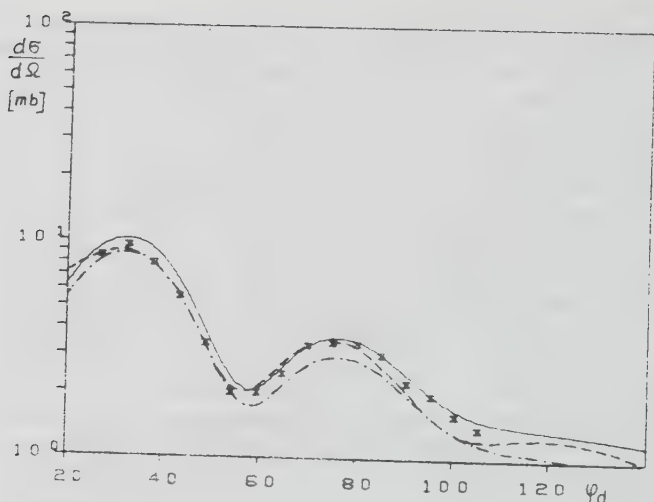


Fig.19 Inelastischer Wirkungsquerschnitt am ^{22}Ne mit CC-Rechnungen zu verschiedenen optischen Potentialen zur Demonstration des Anpassungsverfahrens.

Zuerst wurden unter diesen Einschränkungen Anpassungen an die Wirkungsquerschnitte vorgenommen, und dann die Winkelkorrelation für die besten Potentialsätze errechnet. Da damit i.a. die Daten der Winkelkorrelation noch nicht optimal beschrieben werden, wurde von da aus durch Variation aller Parameter die für alle Observablen beste Beschreibung gesucht. In Fig. 18 - 20 ist das Verfahren am Beispiel von ^{22}Ne demonstriert. Die gestrichelten Kurven entsprechen der besten Anpassung an die Wirkungsquerschnitte.

Die CC-Rechnung gibt den elastischen Wirkungsquerschnitt in seiner Diffraktionsstruktur und Höhe sehr gut wieder, jedoch sind die Minima und Maxima etwas zu schwach ausgeprägt. Die Beschreibung ist etwas schlechter als bei der asymmetrischen DWBA (siehe Kap. 4.4), was nicht weiter verwundert, da die CC-Rechnung mit erheblich weniger Parametern (6) angepaßt wurde als die asymmetrische DWBA (12). Trotz weniger Parameter gibt die CC-Rechnung den inelastischen Wirkungsquerschnitt bereits besser als die DWBA wieder. Die

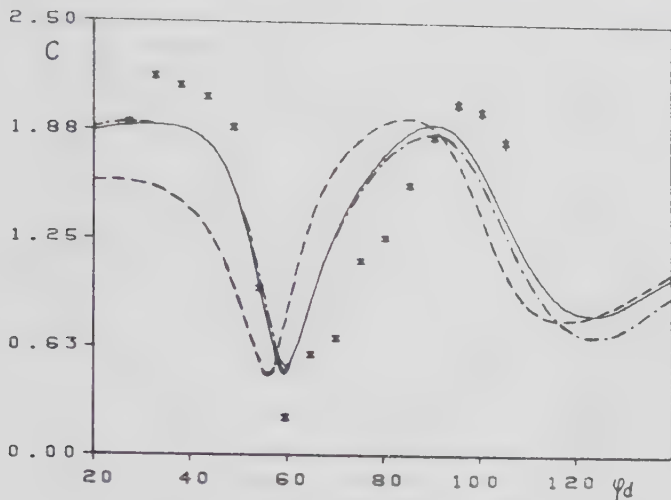


Fig.20 Korrelationsamplitude C am ^{22}Ne mit CC-Rechnungen zu verschiedenen optischen Potentialen zur Demonstration des Anpassungsverfahrens.

Winkelkorrelation wird hingegen noch nicht beschrieben (sie wurde auch im Fit nicht berücksichtigt). In der Korrelationsgröße C , die die Diffraction in besonders reiner Form enthält, zeigt sich eine deutliche Winkelverschiebung gegen die gemessenen Daten im Bereich des Minimums (vgl. Fig. 20). Deswegen wurde versucht, durch kleine Änderungen in den Potentialparametern die Beschreibung von C zu verbessern. Die Winkelkorrelationsgröße C erwies sich dabei als wesentlich sensibler auf die Geometrie des realen Potentials als die Wirkungsquerschnitte. Die Fig. 18-20 enthalten eine Rechnung, bei der durch kleine Änderungen am realen Radius ($1.35\text{ fm} \rightarrow 1.30\text{ fm}$) und an der realen Diffuseness ($0.586\text{ fm} \rightarrow 0.65\text{ fm}$) das Volumenintegral J_R/A von 1079 MeV fm^3 auf 994 MeV fm^3 abgesenkt wurde (strichpunktierte Kurve). Die Wirkungsquerschnitte reagieren sehr träge auf diese Veränderung. Die Phasenlage der Kurven bleibt fast gleich; lediglich die Höhen der Maxima und Minima ändern sich etwas. Das ergibt im elastischen Wirkungsquerschnitt eine leichte

Verbesserung, während sich der inelastische Wirkungsquerschnitt deutlich verschlechtert.

Die Korrelationsgröße C reagiert im Gegensatz zu den Wirkungsquerschnitten sehr empfindlich auf diese Änderung im realen Potential. Deutlich sieht man, wie das scharfe Minimum durch die Änderung in J_R/A zu höheren Winkeln verschoben wird. Gleichzeitig hat sich das Verhältnis der beiden Maxima in C erheblich verbessert. In einer weiteren Rechnung wurde der Imaginärteil des Potentials noch leicht verändert, was zur Folge hat, daß die vorige Verschlechterung im Bereich des 2. Maximums des inelastischen Wirkungsquerschnitts wieder aufgehoben wird. Die Kurven der Winkelkorrelation reagieren kaum darauf.

Die sich so ergebende Beschreibung zeigt Fig. 18- 20 als durchgezogene Kurve. Sie gibt die Wirkungsquerschnitte fast ebenso gut wie die angefitzte Kurve wieder, kann aber auch die γ -Winkelkorrelation befriedigend beschreiben.

Eine weitere kleine Verbesserung der Beschreibung der Korrelationsgröße C ist durch Variation des Volumenintegrals des Spinbahnpotentials möglich. Während sich die Wirkungsquerschnitte fast nicht verändern, wird die Größe C im Maximum um weniger als 5% angehoben, bei einer Reduktion des Spin-Bahn-Potentials von 6 auf 4.5 MeV. Die sonstigen Eigenschaften der Winkelkorrelationsgrößen bleiben davon unbeeinflusst. Insgesamt ist die Abhängigkeit der Winkelkorrelation vom LS-Potential klein. Damit ist offensichtlich, daß das Spin-Bahn-Potential, wie bereits in Kap.4.1 erwähnt, die hier diskutierten Observablen praktisch nicht beeinflusst.

Wegen der Sensitivität von C auf die Parameter des Realteils des optischen Potentials bei gleichzeitiger, weitgehender Unempfindlichkeit auf den Rest eignet sich die γ -Winkelkorrelation besonders zur Untersuchung dieses Realteils.

Die Unempfindlichkeit gegenüber Änderungen im imaginären Potential hat allerdings Grenzen, denn bei Erhöhen der imaginären Tiefe beginnt das Minimum in C bald zu verschwinden /VOGL83/. Dieses Verhalten wird später noch weiter untersucht.

In ähnlicher Weise wie oben beschrieben wurden auch die Rechnungen für alle anderen Kerne behandelt. Für die Schwefelisotope wurde im Modell des harmonischen Vibrators

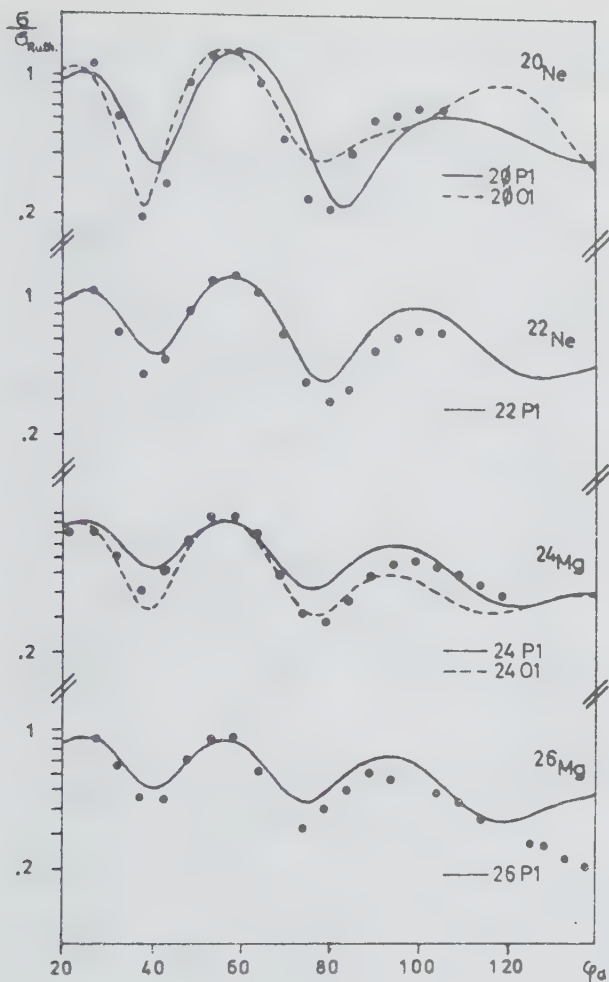


Fig.21a Elastische Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen CC-Rechnungen. Die zugehörigen Potentialparameter finden sich in Tab.3 unter den in der Figur angegebenen Bezeichnungen

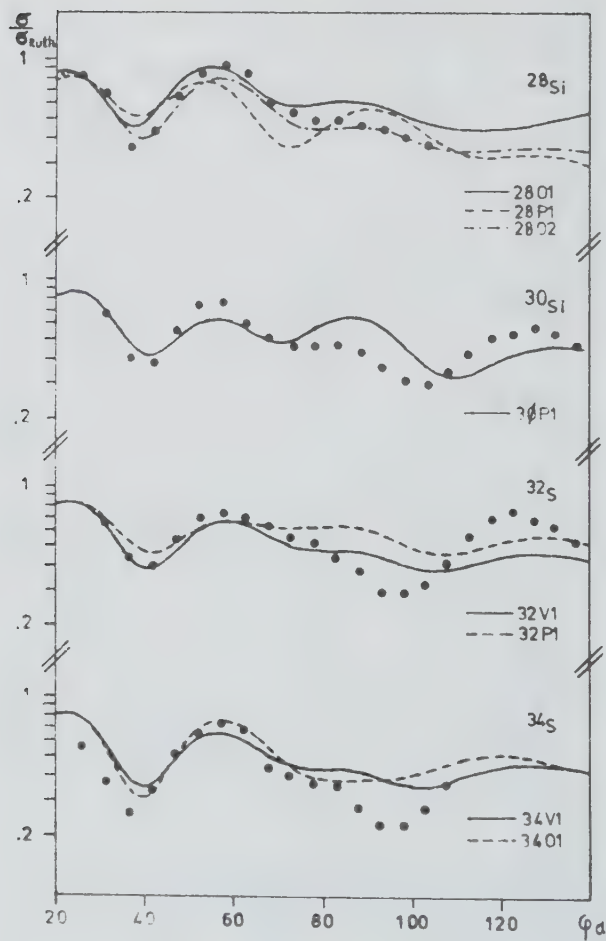


Fig.21b Elastische Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen CC-Rechnungen. Die zugehörigen Potentialparameter finden sich in Tab.3 unter den in der Figur angegebenen Bezeichnungen

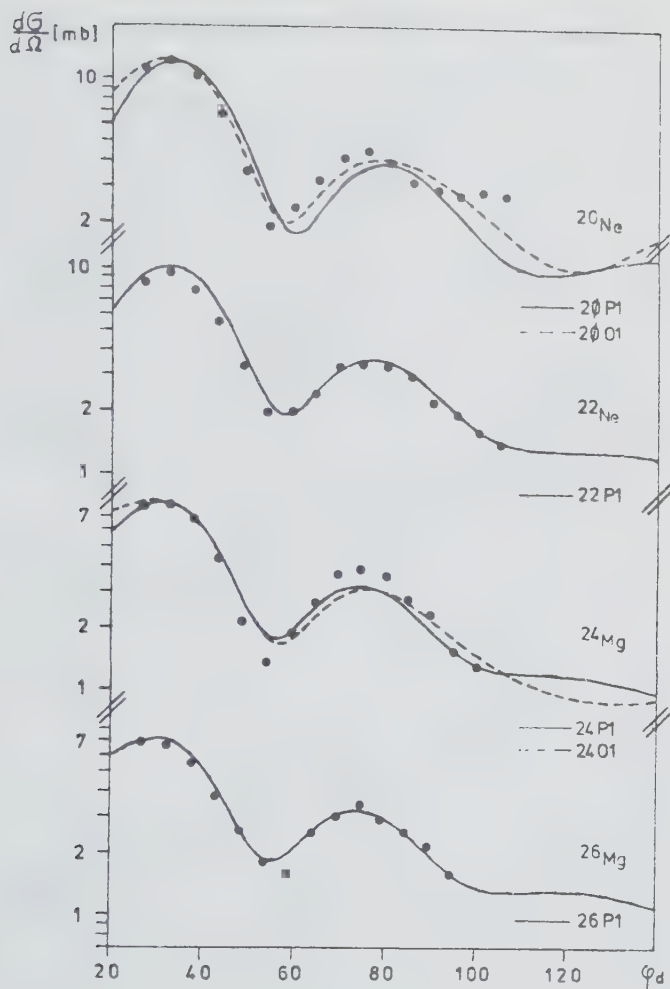


Fig.22a Inelastische Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen CC-Rechnungen. Die zugehörigen Potentialparameter finden sich in Tab.3 unter den in der Figur angegebenen Bezeichnungen

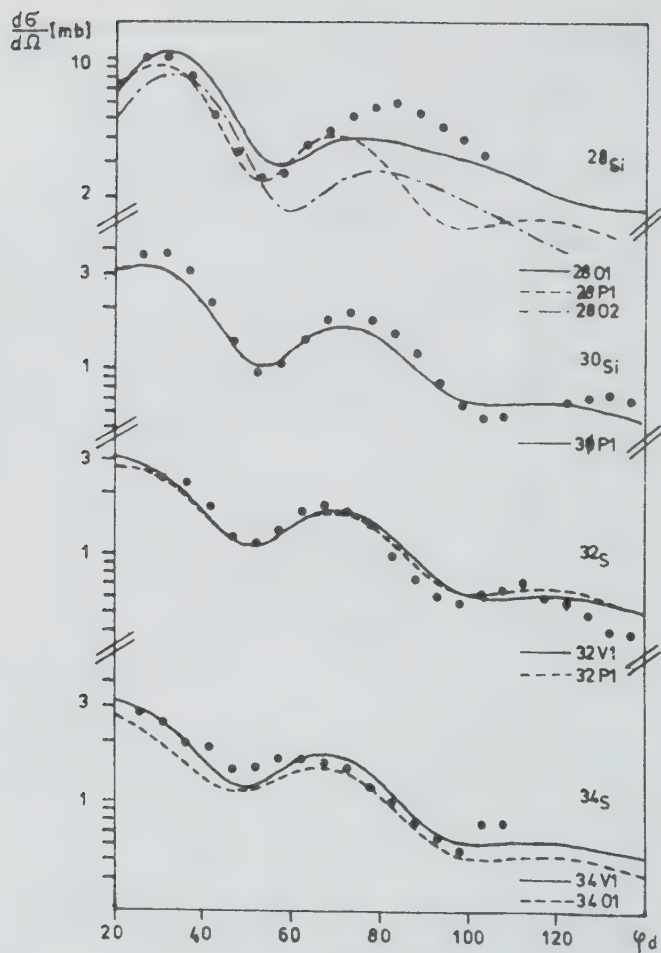


Fig.22b Inelastische Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen CC-Rechnungen. Die zugehörigen Potentialparameter finden sich in Tab.3 unter den in der Figur angegebenen Bezeichnungen

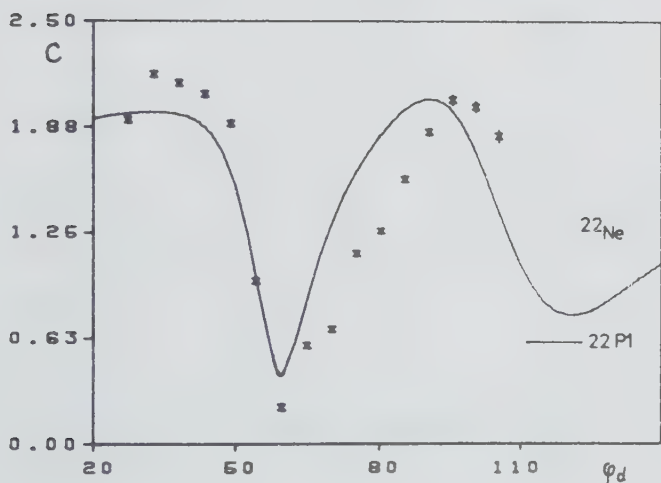
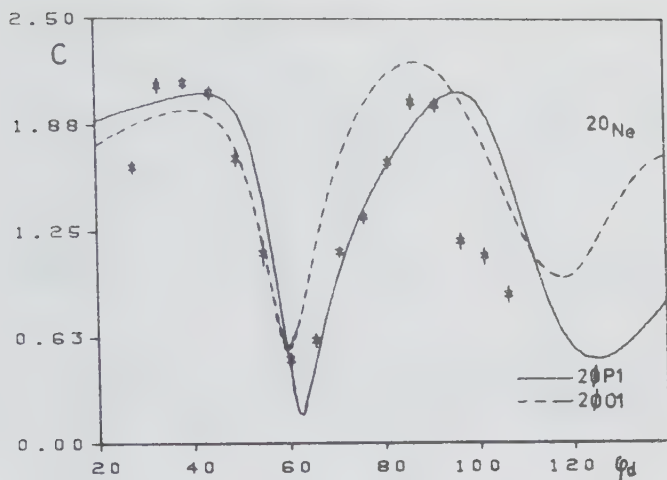


Fig.23a Korrelationsamplitude C mit verschiedenen CC-Rechnungen.

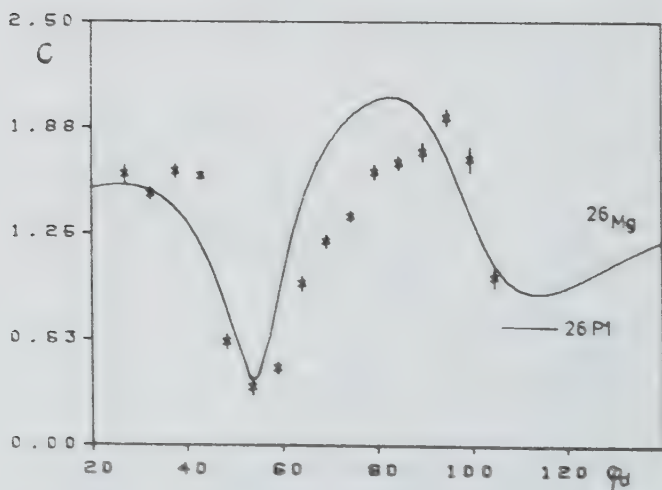
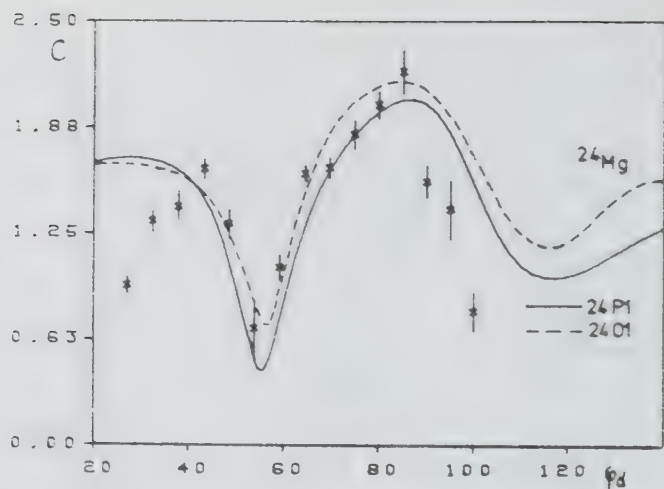


Fig.23b Korrelationsamplitude C mit verschiedenen CC-Rechnungen.

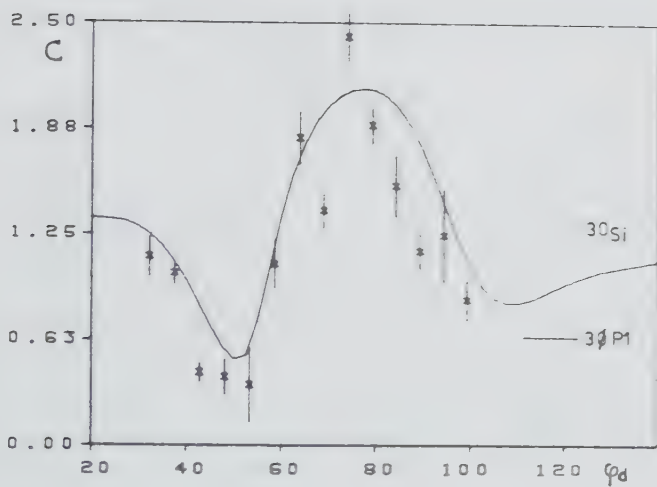
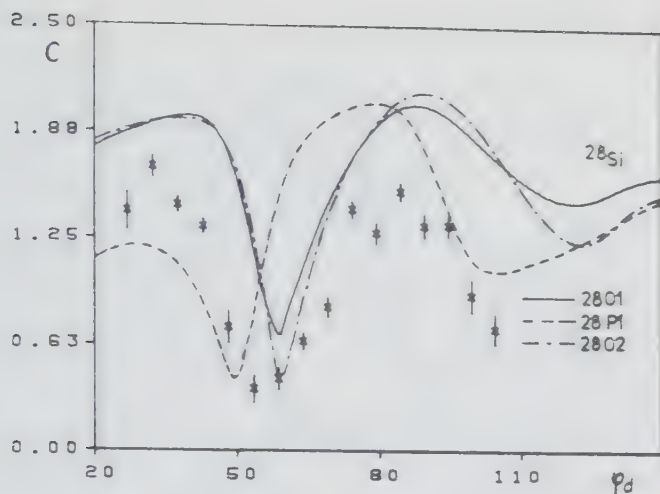


Fig.23c Korrelationsamplitude C mit verschiedenen CC-Rechnungen.

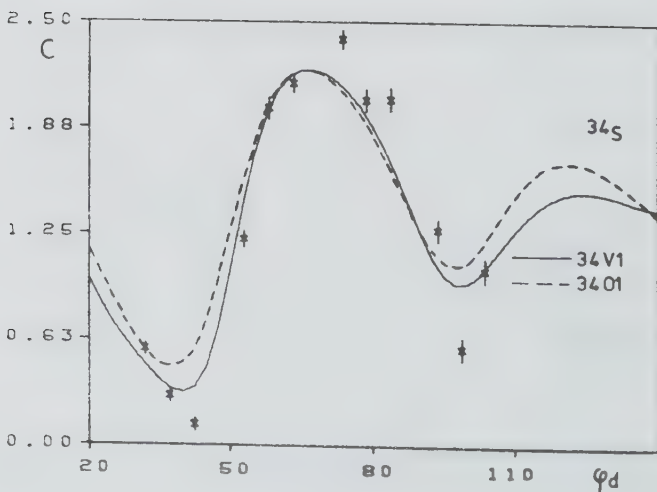
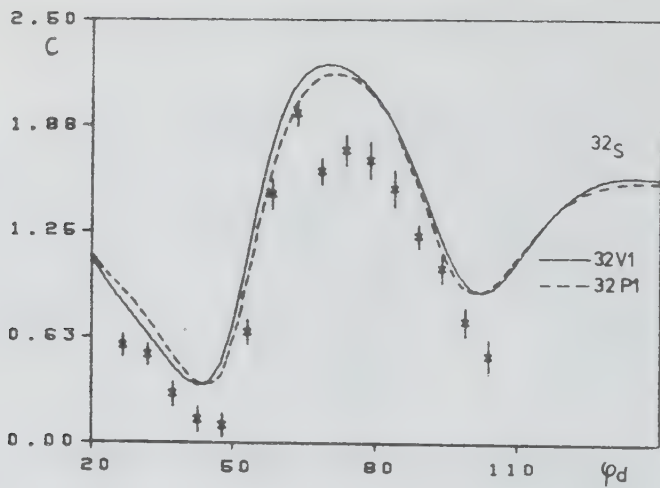


Fig.23d Korrelationsamplitude C mit verschiedenen CC-Rechnungen.

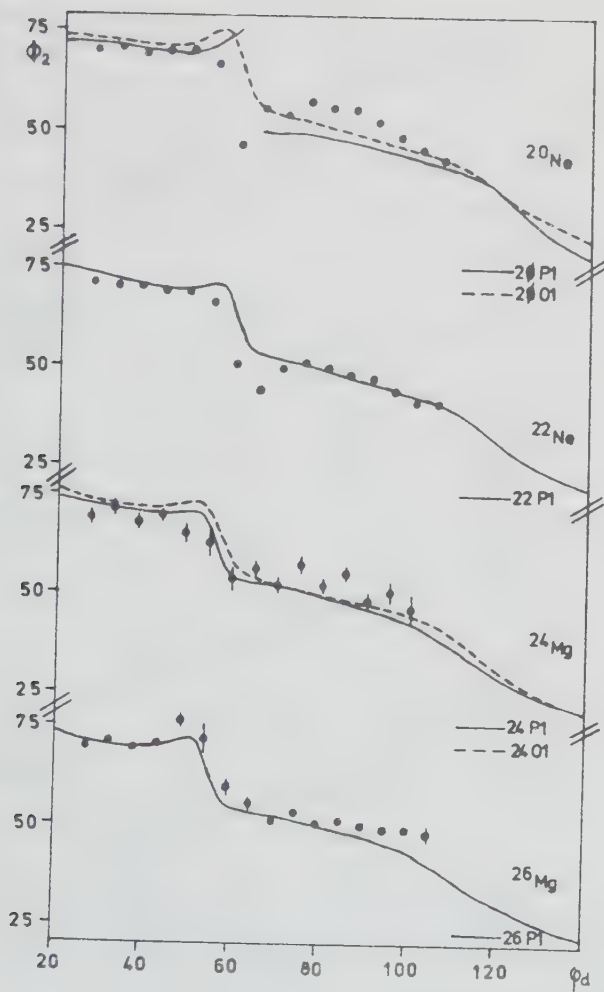


Fig.24a Korrelationsphase ϕ_2 mit verschiedenen CC-Rechnungen.

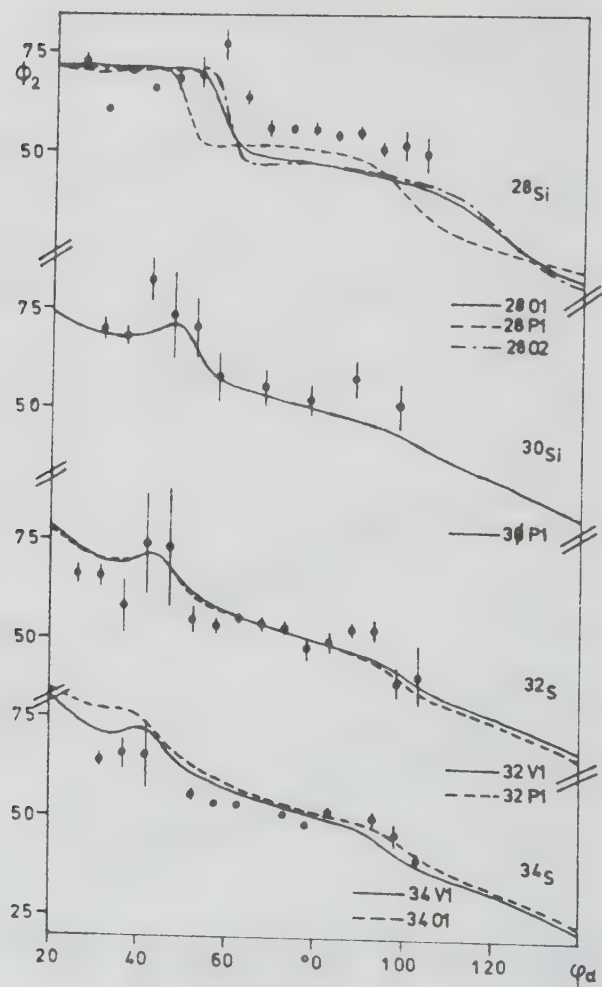


Fig.24b Korrelationsphase ϕ_2 mit verschiedenen CC-Rechnungen.

gerechnet, was ihrem Niveauschema am besten entspricht. Alle anderen Kerne wurden als symmetrische Rotatoren angenommen. Bei der Quadrupoldeformation β_2 wurde dabei von den Werten in /SPEA81/ ausgegangen. Die Figuren 21 - 24 zeigen die wesentlichen Observablen zusammen mit den so gewonnenen CC-Rechnungen als durchgezogene Kurven. Bei der Betrachtung der elastischen Wirkungsquerschnitte fällt auf, daß die Beschreibung durch die CC-Rechnungen mit zunehmender Massenzahl immer schlechter wird. Vor allem bei rückwärtigen Winkeln zeigen sich bei ^{30}Si , ^{32}S und ^{34}S große Abweichungen, die sich nicht durch Variation des verwendeten optischen Potentials beheben lassen.

Es ist anzunehmen, daß bei der Deuteronenstreuung an diesen Kernen neben der Ankopplung des inelastischen Kanals auch andere Kanäle eine bedeutende Rolle spielen. Das sind vermutlich die (d,p)-Reaktionen. Bei der Durchführung der Experimente an den Schwefelisotopen fiel nämlich ein sehr starker Protonenuntergrund auf (der auch große experimentelle Schwierigkeiten bereitete). Die starken Reaktionsquerschnitte fallen um so mehr ins Gewicht, wenn die Querschnitte für die inelastische Streuung wie bei $^{32,34}\text{S}$ klein sind. Die pauschale Berücksichtigung der nichtelastischen Kanäle im imaginären optischen Potential liefert für die elastische Streuung deshalb etwas günstigere Ergebnisse als die explizite Berücksichtigung eines einzelnen Kanals.

Die inelastischen Wirkungsquerschnitte und die Größen der θ - Winkelkorrelation werden durch die CC - Rechnungen in recht guter Näherung beschrieben. Eine gewisse Ausnahme bildet ^{28}Si , wo die Höhe der Korrelationsgröße C durch keine Rechnung wiedergegeben wird. Da die Normierung der Winkelkorrelation oftmals großen experimentellen Unsicherheiten unterworfen ist, und es sich im Falle der Winkelkorrelation am ^{28}Si um eine ältere Messung handelt, wurde hier bei der Beschreibung der Daten nur Wert darauf gelegt, das Verhältnis der Höhen der beiden Maxima richtig zu beschreiben. Weiterhin fällt der inelastische Wirkungsquerschnitt am ^{28}Si dadurch auf, daß die Rechnung die Höhe des zweiten Maximums nicht wiedergeben kann. Hier ergaben nähere Untersuchungen, daß die Übereinstimmung im zweiten Maximum nur dann verbessert werden kann, wenn der imaginäre Radius sehr große Werte ($> 1,9$ fm) annimmt. Damit werden allerdings die anderen Observablen etwas schlechter beschrieben; insbesondere die

Abweichung der Korrelationsphase ϕ_2 vom adiabatischen Limit ist entgegengesetzt zu den Messungen. Weiterhin fällt das Minimum in C wesentlich zu hoch aus, um dann bei noch stärkerem Imaginärteil zu verschwinden. Da in diesem Bereich des Imaginärteils die Wahl des realen Potentials nach dem hier benützten Schema nicht mehr eindeutig ist, und zudem ein allzuhoher imaginärer Radius unrealistisch erscheint, wurde am ^{28}Si der imaginäre Radius auf 1,75 fm begrenzt.

4.5.2 Diskussion der benötigten Potentiale

Aus den vorangehenden Abschnitten geht hervor, daß sich für alle betrachteten Kerne recht gute Beschreibungen der Streudaten mit optischen Potentialen ergeben, die sich nur wenig voneinander unterscheiden. Alle verwendeten Potentialparameter sind in Tab. 3 aufgeführt. Fig. 25 gibt die Abhängigkeit der Potentialparameter von der Massenzahl A wieder. Die Potentialparameter bilden flache, relativ stetige Kurven. Die Deuteronenstreuung an allen betrachteten Kernen läßt sich also mit Hilfe von kollektiven Kernmodellen im Rahmen von fast gleichen optischen Potentialen verstehen. Die Kernstruktur scheint hier nur von untergeordneter Bedeutung zu sein.

Bei genauerem Betrachten der Potentialverläufe stellt man allerdings eine Unstetigkeitsstelle in den Parametern des imaginären Potentials am ^{28}Si fest. Um dieses Verhalten näher zu untersuchen, wurde ein Potential durch stetige Interpolation aus den optischen Potentialen der Nachbarkerne generiert. Der Deformationsparameter β_2 wurde dabei nicht verändert. Den strichpunktierten Kurven in Fig. 21 - 24 liegt eine Rechnung mit diesem Potential zugrunde. Sie sind nicht in der Lage, die Höhe des zweiten Maximums im inelastischen Wirkungsquerschnitt und damit die Übergangsstärken richtig wiederzugeben. Die gute Phasenlage der Rechnung zeigt, daß der Realteil des optischen Potentials auch hier "vernünftig" gewählt wurde.

Diese Unstetigkeit im imaginären Teil des optischen Potentials hängt also eng mit dem oben erwähnten starken Maximum im inelastischen Wirkungsquerschnitt zusammen. Möglicherweise werden hier die kollektiven Modelle überstrapaziert, so daß sich Kernstruktureffekte in den Parametern des opti-

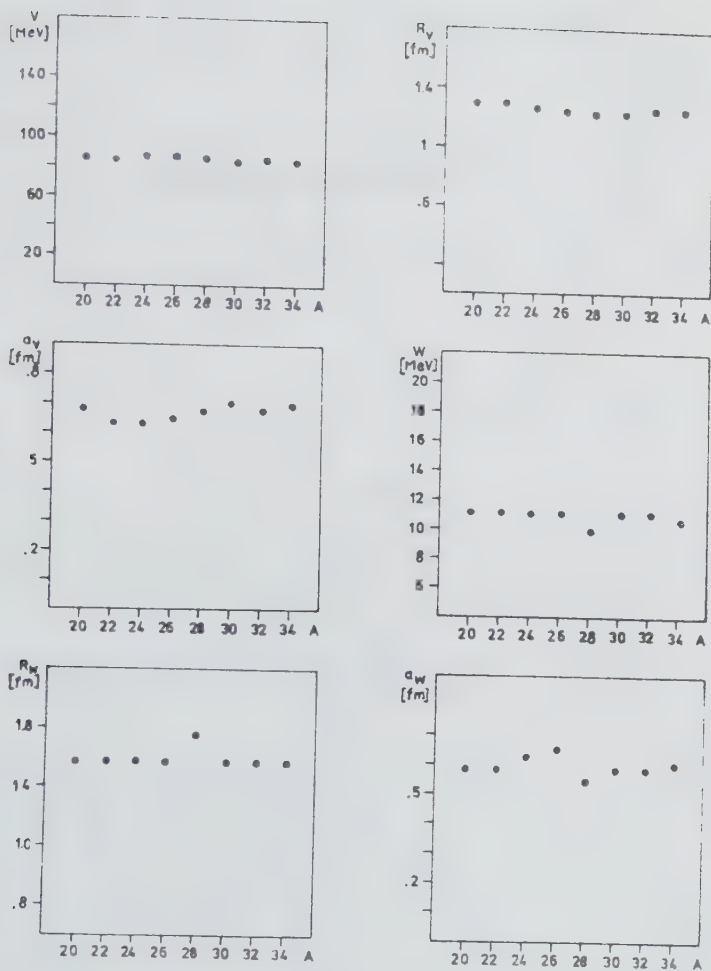


Fig.25 Parameter des optischen Potentials für die CC-Rechnungen in Abhängigkeit von der Massenzahl A .

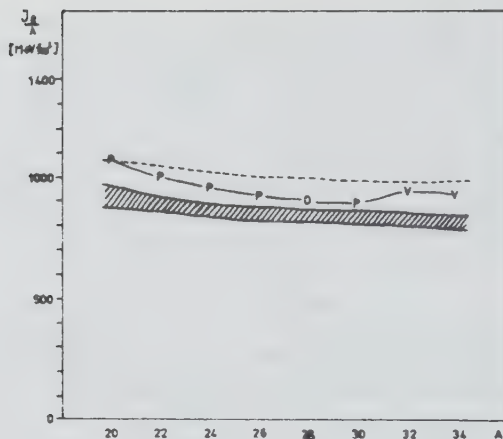


Fig.26 Volumenintegrale des realen optischen Potentials der CC-Rechnungen für die verschiedenen Kerne.

O : Rechnung mit oblater Deformation

P : Rechnung mit prolater Deformation

V : Rechnung als harmonischer Vibrator

schraffiert : Lage der globalen Sätze

- - - - - : Summe aus Neutron- und Protonpotentialen aus der JLM-Theorie /JEU77/

schen Modells verbergen. In abgeschwächter Form zeigen sich auch bei der d - Streuung an mittelschweren und schweren Kernen gewisse Einbrüche in den Imaginärteilen des optischen Potentials in der Nähe von Schalenabschlüssen /DAEH80/. Da bei CC - Rechnungen mit Schalenmodellformfaktoren /STUM81/ keine solchen Unstetigkeiten im Imaginärteil auftreten, ist anzunehmen, daß das Verhalten der Parameter bei den hier untersuchten Rechnungen mit dem Unterschalenabschluß (d5/2) am ^{28}Si korreliert ist.

Fig. 26 zeigt die Volumenintegrale J_R/A der Realteile der verwendeten Potentiale. Hier sind die oben benutzten Potentiale durch eine Linie als Augenführung verbunden. Die eingezeichneten Symbole geben an, in welchem Modell gerechnet wurde (P: prolater Rotator; O: oblater Rotator; V: harmonischer Vibrator). Die Verwendung der verschiedenen

Modelle ergab sich aus den etablierten Vorstellungen über diese Kerne, wobei bei den höheren Massenzahlen wegen der kleinen Deformationsparameter die Unterschiede zwischen den Modellen klein werden (vgl. Kap. 4.4.3). Die Volumenintegrale liegen auf einem stetigen Zug etwas oberhalb der globalen Sätze und unterhalb der durch eine gestrichelte Linie angedeuteten JLM - Potentiale /JEUK77/ (für Protonen und Neutronen zusammengekommen). Ein Vergleich mit den in der DWBA benötigten Potentiale ergibt, daß die CC - Rechnungen erheblich glaubwürdigere reale Potentiale zur Beschreibung der d - Streuung speziell an den höher deformierten Kernen $^{20,22}\text{Ne}$; $^{24,26}\text{Mg}$ und ^{28}Si benötigen.

In /VOGL83/ wird berichtet, daß bei Verwendung optischer Potentiale die die Bedingung

$$\frac{4WR_W a_W}{VR_V^2 A^{1/3}} \geq .12$$

erfüllen, die Minima in der Korrealtiosgröße C verschwinden. Die obigen Rechnungen geben alle das Minimum wieder, wobei die Werte für den angegebenen Ausdruck alle zwischen 0,09 und 0,11 liegen. Versuche mit stärkeren Imaginärteilen des optischen Potentials zeigten im Einklang mit /VOGL83/, daß die Minima verschwinden. Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit ergaben, daß eine konsistente Beschreibung der Daten mit relativ konstanten Realteilen des optischen Potentials möglich ist, so daß der obige Ausdruck zu einer Obergrenze für das Volumenintegral des Imaginärteils J_W/a führt. Da die Messungen an allen Kernen sehr ausgeprägte Minima in C zeigen, läßt sich ein Bereich angeben in dem J_W/A nicht liegen darf. Er ist in Fig. 27 schraffiert dargestellt. Als Vergleich dazu sind die Werte aus mehreren Standardpotentialen und die aus den hier diskutierten CC - Rechnungen eingezeichnet. Die Potentiale, die sich durch Extrapolation aus /LOHR74/ ergeben, liegen alle in dem nicht zulässigen Bereich und sind deswegen nicht als Startwerte für CC - Analysen geeignet.

Die in den vorliegenden Rechnungen verwendeten Potentiale liegen etwas unterhalb der beiden anderen eingezeichneten globalen Sätze, was sich durch die explizite Berücksichtigung der Streuung in den 1. angeregten Zustand bei

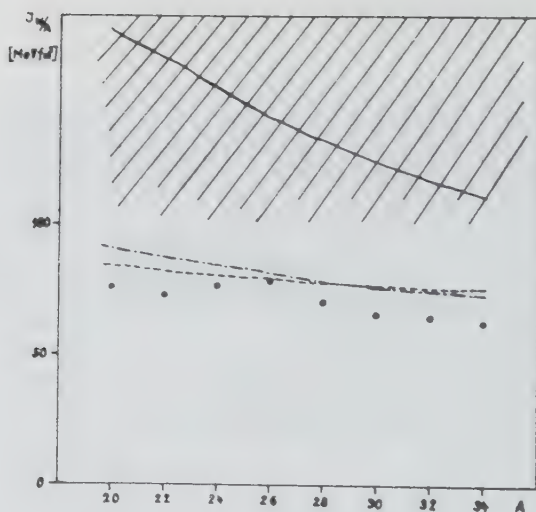


Fig.27 volumenintegrale des imaginären optischen Potentials der CC-Rechnungen. Im schraffierten Bereich verschwinden die Minima der Größe C.

Globale Sätze: ————— /LOHR74/
 - - - - - /PERR77/
 - . - . - . /DAEH80/

CC - Rechnungen erklärt.

Die Abhängigkeit von J_W/A von der Massenzahl ist nicht so stetig wie diejenige des realen Potentials. Hier zeigen sich die individuellen Kerneigenschaften, die die Bevolkerung anderer Reaktionskanäle betreffen. Die Deuteronenstreuung an den hier betrachteten Kernen fällt aber keinesfalls aus dem Rahmen, denn auch bei mittelschweren und schwereren kernen sind Schwankungen in J_W/A von ca. 20 - 30 % die Regel.

4.5.3 Das Vorzeichen der Quadrupoldeformation

In früheren Arbeiten /BOET79/MEYE80/VOGL83/ an $^{24,26}\text{Mg}$ und $^{28,30}\text{Si}$ wurde gezeigt, daß die Teilchen- γ -Winkelkorrelation eine bessere Unterscheidung zwischen verschiedenen Vorzeichen der Quadrupoldeformation erlaubt als die Wirkungsquerschnitte. Damals wurden für die Wirkungsquerschnitte die besten optischen Potentiale gesucht und damit die Winkel-

korrelation errechnet. Speziell im Falle des $^{24,26}\text{Mg}$ ergaben sich aus dieser Optimierung für oblate Deformation Potentiale mit großen Imaginärteilen, was zur Folge hat, daß die Rechnungen keine Minima in der Korrelationsamplitude C lieferten. Damit war eine Bestimmung des Vorzeichens von β_2 an den Magnesium-Isotopen möglich. Dabei war die Unterscheidung zwischen prolater und oblater Deformation allerdings von einer gewissen Willkür der Potentialwahl geprägt. Da im vorherigen Kapitel gezeigt werden konnte, daß die Deuteronenstreuung an gg - Kernen der sd - Schale mit untereinander ähnlichen Potentialen gelingt, soll hier die alte Fragestellung im Rahmen der Potentialdiskussion nochmals kurz erörtert werden.

Zu diesem Problem wurden zunächst alle Rechnungen mit invertierter Quadrupoldeformation durchgeführt. In den Fig. 21 - 24 ist eine solche Rechnung am Beispiel des ^{28}Si als gestrichelte Kurve dargestellt. Sie unterscheidet sich von der strichpunktierten Rechnung nur durch das Vorzeichen in β_2 . Man erkennt, daß die Qualität der Beschreibung deutlich schlechter ist. Insbesondere fällt auf, daß die Diffraction der inelastischen Daten in ihrer Lage nicht richtig beschrieben wird. Das sieht man am deutlichsten im Minimum der Größe C , das um ca. 11 Grad nach vorne verschoben ist. Das gleiche Verhalten findet man auch bei allen anderen Kernen, wobei die Unterschiede für prolate und oblate Deformation natürlich um so stärker sind, je größer β_2 ist. Dementsprechend findet man die gravierensten Unterschiede bei ^{20}Ne .

Offenbar benötigen die Rechnungen für verschiedene Vorzeichen von β_2 unterschiedliche optische Potentiale. Das Gleiche gilt auch beim Übergang vom Rotations- zum Vibrationsmodell. Zur Untersuchung dieser Potentiale wurde hier ein grundsätzlichlich anderer Weg beschritten als in den oben erwähnten Arbeiten. Und zwar sollen hier nur Potentiale betrachtet werden, die in allen Fällen die Minima in der Größe C richtig beschreiben, auch wenn man dabei (wie wir sehen werden kleine) Abstriche in der Güte der Wirkungsquerschnittsbeschreibung hinnehmen muß.

Wegen der kleinen β_2 -Werte, die für die Schwefel-Isotope benötigt werden, ist anzunehmen, daß sich die Messwerte an $^{32,34}\text{S}$ durch sehr ähnliche Potentiale mit den verschiedenen

Modellannahmen (prolater bzw. oblater Rotator oder harmonischer Vibrator) wiedergeben lassen. Deswegen waren jene Lösungen unschwer zu finden. Als Beispiel enthalten die Fig. 21 - 24 eine Rechnung am ^{32}S als prolater Rotator und am ^{34}S als oblater Rotator (gestrichelte Kurven). Die verschiedenen Modelle liefern hier Kurven, die sich nur wenig voneinander unterscheiden. Angesichts der groben Modelle und der endlichen Messgenauigkeit scheint hier eine Festlegung auf ein bestimmtes Modell nicht sinnvoll. Die benötigten Potentiale sind fast gleich.

Im Volumenintegral des realen Potentials benötigt der oblate Rotator etwas höhere Werte als der Vibrator, und der wiederum etwas höhere als der prolater Rotator. Dieses Verhalten ist systematisch; jedoch sind die Unterschiede bei $A = 30, 32, 34$ zu klein ($< 5\%$), um ein brauchbares Kriterium zur Festlegung der Quadrupoldeformation zu liefern.

Bei den anderen betrachteten Kernen sind wegen des größeren β_2 die zur oblaten Beschreibung nötigen Potentiale erheblich weiter entfernt vom prolateren Fall. In Fig. 21 - 24 sind diese "oblaten" Rechnungen als gestrichelte Kurven am Beispiel des ^{20}Ne und des ^{24}Mg eingezeichnet. Die Qualität der Beschreibung mit falschen Vorzeichen der Quadrupoldeformation ist im allgemeinen zwar etwas schlechter, jedoch sind auch hier die Unterschiede zwischen den Rechnungen im allgemeinen zu klein, um eine Festlegung des Vorzeichens von β_2 zuzulassen.

Fig. 28 zeigt die Abhängigkeit der Volumenintegrale J_R/A der realen Potentiale, die sich unter den verschiedenen Modellannahmen als günstig erwiesen haben. Diese Figur basiert auf sehr vielen CC-Rechnungen zu allen betrachteten Kernen mit den erörterten Modellen. Dabei ist die Abhängigkeit der Potentiale vom verwendeten Modell charakteristisch. Die Art der Kanalkopplung der Modelle zeigt sich in den optischen Potentialen, die sie zur Beschreibung der Messdaten benötigen. J_R/A wird durch das Ankoppeln des ersten angeregten Zustandes durch das Kopplungspotential V_{20} deutlich gegenüber der reinen Streuung am optischen Potential abgesenkt (das entspricht dem Unterschied zwischen der elastischen Streuung und dem harmonischen Vibrator). Der Reorientierungsterm V_{22} bewirkt dann von dort aus je nach Vorzeichen von β_2 eine weitere Absenkung (prolater Rotator)

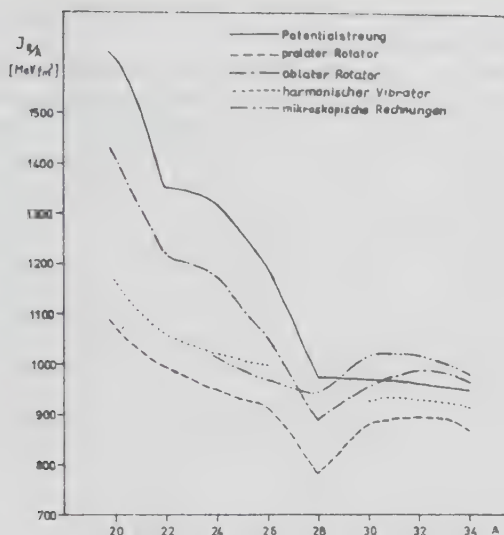


Fig.28 Volumenintegrale J_R/A des optischen Potentials wie sie von verschiedenen Reaktionsmodellen zur Beschreibung der Daten gebraucht werden.

oder Anhebung (oblater Rotator) von J_R/A .

Bemerkenswert ist hierbei der leichte Einbruch am ^{28}Si . Er bewirkt, daß sich die oblaten Rechnungen am ^{28}Si stetig mit den prolateren Rechnungen bei den Nachbarkernen ergänzen lassen. Das hängt unmittelbar mit der eingangs erwähnten etwas weiteren Diffraktionsstruktur der Daten am ^{28}Si zusammen (vgl. Kap.4.3).

^{28}Si verhält sich in mancher Hinsicht exotisch, so daß oftmals eine prolater-oblater-Entscheidung nicht möglich ist. Aus der Forderung, daß J_R/A in der sd - Schale stetig sein sollte, ergibt sich hier eindeutig die oblate Deformation. Das steht im guten Einklang mit anderen Experimenten /SPEA81/BOET83/. Bei den betrachteten Kernen mit $A=30,32,34$ fallen die Unterschiede wegen ihrer niedrigeren Quadrupoldeformation naturgemäß kleiner aus. Hier lassen sich nur unsichere Aussagen treffen. So tendieren die Potentialaussagen am ^{30}Si und ^{32}S mehr zum prolateren Rotator und

die am ^{34}S , wegen des sehr schwachen Absinkens von J_R/A , mehr zum Vibrationsmodell.

Die Möglichkeiten der Bestimmung des realen optischen Potentials mit Hilfe der β -Winkelkorrelation bieten somit eine gute Testmöglichkeit für Kernmodelle bei hochdeformierten Kernen.

Parameter- satz	Kern	V	R _V	a _V	W	R _W	a _W
20-p-1	²⁰ Ne	82.5	1.32	.678	11.0	1.56	.58
22-p-1	²² Ne	83.4	1.30	.630	11.0	1.56	.58
24-p-1	²⁴ Mg	85.6	1.27	.630	11.0	1.56	.62
26-p-1	²⁶ Mg	85.6	1.25	.650	11.0	1.56	.65
28-o-1	²⁸ Si	84.5	1.24	.675	9.78	1.75	.55
30-p-1	³⁰ Si	83.0	1.24	.700	11.0	1.56	.58
32-v-1	³² S	84.8	1.27	.680	11.0	1.56	.58
34-v-1	³⁴ S	83.4	1.27	.700	10.5	1.56	.60
20-o-1	²⁰ Ne	85.4	1.41	.774	11.0	1.82	.51
24-o-1	²⁴ Mg	85.0	1.37	.670	11.0	1.56	.62
28-o-2	²⁸ Si	84.5	1.25	.675	11.0	1.56	.62
28-p-1	²⁸ Si	84.5	1.25	.675	11.0	1.56	.62
32-p-1	³² S	80.4	1.30	.600	11.0	1.56	.58
34-o-1	³⁴ S	83.5	1.30	.680	10.0	1.56	.58

Parameter- satz	Kern	V _{LS}	R _{LS}	a _{LS}	J _{R/A}	J _{W/A}	β ₂
20-p-1	²⁰ Ne	4.0	1.0	.70	1076.	76.3	.48
22-p-1	²² Ne	5.2	1.0	.70	994.	73.7	.40
24-p-1	²⁴ Mg	6.0	1.0	.70	949.	76.8	.37
26-p-1	²⁶ Mg	6.0	1.0	.70	913.	78.6	.34
28-o-1	²⁸ Si	6.9	1.0	.70	890.	70.9	-.43
30-p-1	³⁰ Si	6.0	1.0	.70	879.	65.7	.21
32-v-1	³² S	6.0	1.0	.50	931.	64.2	.20
34-v-1	³⁴ S	6.0	1.0	.50	920.	62.2	.19
20-o-1	²⁰ Ne	4.0	1.0	.70	1409.	90.8	-.43
24-o-1	²⁴ Mg	6.0	1.0	.70	1176.	76.8	-.37
28-o-2	²⁸ Si	6.0	1.0	.50	907.	74.4	-.43
28-p-1	²⁸ Si	6.0	1.0	.50	907.	74.4	.43
32-p-1	³² S	6.0	1.0	.70	894.	64.2	.20
34-o-1	³⁴ S	6.0	1.0	.70	966.	57.1	-.15

Tabelle 3 Verzeichnis der im Rahmen der CC-Rechnungen gezeigten Parametersätze

4.5.4. Mikroskopische Analysen

Die in den vorherigen Kapiteln diskutierten Rechnungen stützen sich auf sehr grobe, kollektive Modellvorstellungen, die die einzelnen nukleonischen Freiheitsgrade der Kerne nicht beinhalten. Wenn in diesen Kapiteln auch die große Leistungsfähigkeit solcher makroskopischen Vorstellungen gezeigt werden könnte, so verbleibt doch das unbefriedigende Gefühl, den wahren Vielteilchencharakter der Kerne umgangen zu haben.

Beswegen sollen in diesem letzten Abschnitt noch Rechnungen erörtert werden, die zwar im üblichen CC-Formalismus eingebettet sind, die jedoch Formfaktoren aus Schalenmodellrechnungen enthalten (s. Kap. 2.2.3).

In STUM817 konnte bereits gezeigt werden, daß sich die Deuteronenstreuungen am $^{24,26}\text{Mg}$ und $^{28,30}\text{Si}$ im Rahmen dieser

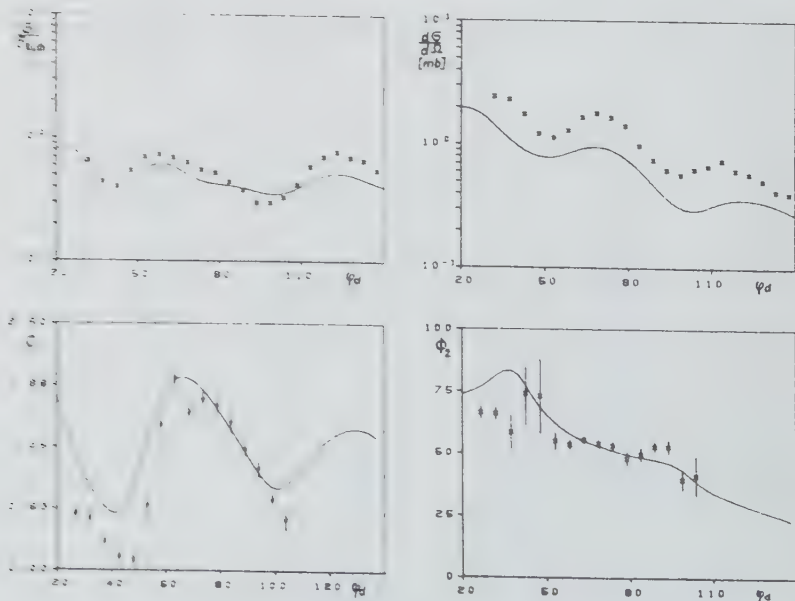


Fig.29 CC-Rechnung mit mikroskopischem Schalenmodellformfaktor für ^{32}S .

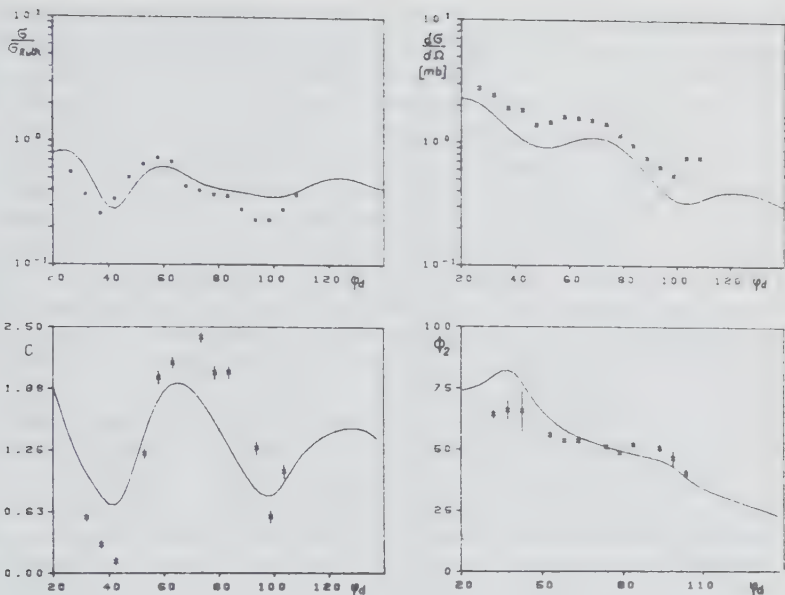


Fig.30 CC-Rechnung mit mikroskopischem Schalenmodellformfaktor für ^{34}S .

mikroskopischen Rechnungen mit recht ähnlichen optischen Potentialen (diese werden immer noch als diagonales Potential benötigt; nur die nicht diagonalen Terme sind mikroskopischer Natur) beschreiben lassen. Diese Potentiale sind recht gut vergleichbar mit denen, die im vorherigen Kapitel gefunden wurden. Sie zeichnen sich durch einen etwas größeren realen Radius (≈ 1.39 fm) aus. Wegen der großen Ähnlichkeit der in /STUM81/ gefundenen Potentiale mit dem im vorherigen Kapitel erörterten können diese Rechnungen hier übernommen werden. Sie sollen jetzt durch Analysen am $^{32,34}\text{S}$ fortgesetzt werden. Wichtige Vorarbeit dazu wurde bereits anhand der Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken in /ENG83/ geleistet. Die Untersuchung der $\uparrow$ -Winkelkorrelation erwies sich auch hier als ein gutes Mittel, um die Potentiale näher festzulegen. Fig. 29 und 30 zeigen die gemessenen Observablen am $^{32,34}\text{S}$ zusammen mit den Rechnungen.

Ein Vergleich mit den CC - Rechnungen vom vorherigen Kapitel ergibt, daß die mikroskopischen Rechnungen die Messwerte bei weitem schlechter wiedergeben, was auch für die Rechnungen bei den Magnesium- und Silizium-Isotopen der Fall ist. Die Schalenmodellrechnungen zeigen jedoch auch alle wesentlichen Strukturen der Messungen und können auch die Phasenlage dieser Strukturen gut beschreiben. Daraus folgt, daß die optischen Potentiale bei diesen Rechnungen richtig gewählt wurden, und daß sich bei den mikroskopischen Rechnungen die Potentiale aus /STUM81/ auf die Schwefel-Isotope stetig fortsetzen lassen. In Fig. 28 sind die Volumenintegrale $\int R/A$ der Potentiale der mikroskopischen Rechnungen als gepunktete Linie mit eingezeichnet. Sie bewegen sich offenbar im gleichen Bereich wie die makroskopischen Potentiale. Man kann am ^{28}Si eine kleine Stufe in $\int R/A$ beobachten, die sich als Einbruch in der realen Diffusen bemerkbar macht. Bei den makroskopischen Rechnungen konnte dieser Einbruch durch den Wechsel des Vorzeichens im Reorientierungsterm der Kopplung aufgefangen werden. Bei den hier diskutierten Schalenmodellrechnungen kann das nicht geschehen, da hier kein Reorientierungsterm betrachtet wird. Bei den inelastischen Wirkungsquerschnitten fällt auf, daß die mikroskopischen Rechnungen am $^{32,34}\text{S}$ durchweg zu tief liegen, ansonsten aber die Struktur richtig beschreiben.

An dieser Stelle kann kein Vergleich zu den konventionellen CC - Rechnungen gemacht werden, da die Übergangsstärken im mikroskopischen Fall direkt berechnet wurden; bei den makroskopischen Rechnungen hingegen wurden sie angepaßt. Offenbar liefert hier das Schalenmodell zu kleine Übergangsstärken. Das zeigt sich auch in den $\uparrow$ - Übergängen. Beim ^{32}S etwa liefert die hier zugrunde liegende Schalenmodellrechnung für den 2^+ - Zustand eine Anregungsenergie von 1.53 MeV (experimentell: 2.23 MeV) und eine $\uparrow$ - Übergangsstärke von 5.45 Weisskopfeinheiten (experimentell: 10 ± 1 Weisskopfeinheiten; das makroskopische Rotationsmodell mit den hier verwendeten β_2 und rms-Radius liefert 8.4 Weisskopfeinheiten). Für den zweiten angeregten Zustand (0^+) ergibt sich eine Anregungsenergie von 4.96 MeV (experimentell: 3.78 MeV) und eine $\uparrow$ - Übergangsstärke ($0^+ - 2^+$) von 4.14 Weisskopfeinheiten (experimentell: 16 ± 3 Weisskopfeinheiten). Diese Unterschiede zeigen, daß auch hier noch zu einfache Annahmen über die Restwechselwirkungen gemacht wurden, bzw. der Kon-

figurationsraum zu stark beschnitten wurde. Bei weiterer Verbesserung der Schalenmodellrechnungen ist zu hoffen, daß die daraus gewonnenen Streuobservablen die Qualität der makroskopischen Modelle erreichen oder übersteigen.

5. Schlußbemerkung

Abschließend soll auf die zukünftigen Möglichkeiten zur weiteren Untersuchung der d-Streuung auf der Grundlage der hier gewonnenen Erkenntnisse hingewiesen werden.

Die in Kap.4.5 ermittelten realen und imaginären Potentiale können sich als gute Basis zur Untersuchung der Eigenschaften der Spin-Bahn-Potentiale deformierter Kerne eignen. Dazu sollten auch die Analysierstärken bei allen betrachteten Kernen gemessen und diskutiert werden. Da man die realen und imaginären Potentiale schon gut kennt, kann man mit den Analysierstärken die Form der Spin-Bahn-Potentiale bei $E_d = 10$ MeV unabhängig von den anderen Teilen des Potentials untersuchen.

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, welchen Einfluß die Wahl des Kernmodells (Vibrator, Rotator, Schalenmodell) auf die benötigten optischen Potentiale hat. Ein Vergleich mit Faltungsmodellen und JLM - Rechnungen kann somit ein empfindlicher Test auf Kernmodelle sein. Durch Kombination mikroskopischer Potentiale mit Schalenmodellformfaktoren und Übergangsstärken lassen sich dann detailliertere Rechnungen generieren, die von wenigen freien Parametern abhängen.

Diese Arbeit mit ihren DWBA-, CC - und mikroskopischen Rechnungen erhebt deshalb keinen Anspruch darauf, die vorliegenden Messdaten erschöpfend analysiert zu haben. Es ist deshalb durchaus denkbar, daß die hier gemessenen Daten auch anderweitig, etwa als Test für mikroskopische Potentiale, Interesse finden.

Da es oftmals sehr mühsam ist, ältere Messdaten anderer Experimentatoren zu erhalten, sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß alle gemessenen Werte jedem Interessierten auf Anfrage in maschinenlesbarer Form oder in Form einer schriftlichen Tabelle zur Verfügung stehen.

Literaturverzeichnis

- Ascu78 R.J.Ascuitto, J.F.Petersen, E.A.Seglie
Phys.Rev.Lett. 41 (1978) p.1159
- Aust70 N.Austern, Direkt Nuclear Reaktion Theories,
Wiley & sons, New York 1970
- Baum67 G.Baumgärtner, Z. Phys. 204 (1967) p.17
- Becc69 F.D. Becchetti, JR. and G.W. Greenlees
Phys. Rev. Vol. 182, No 4 (1969) p.1190
- Beso84 R.Besold, Dissertation, Erlangen (1984)
zu veröffentlichen
- Bert77 G.Bertsch et. al., Nucl. Phys. A284 (1977)
p.399
- Boet78 J.Böttcher, Diplomarbeit, Erlangen (1978)
- Boet83 J.Böttcher, Dissertation, Erlangen (1983)
- Bohr59 A.Bohr, Nucl. Phys. A 10 (1959) p.486
- Buer80 H.R.Buergi et. al., Nucl. Phys. A334 (1980)
p.413
- Cock82 J.Cook, Nucl. Phys. A382 (1982) p.61
- Daeh80 W.W.Daehnick, J.Chields and Z.Vrceli
Phys.Rev. C Vol.21 No.6 (1980) p.2253
- Dris63 R.M.Drisko, R.G.Satchler and R.H.Bassel
Phys.Lett. 5 , (1963) p.347
- Endt74 P.M.Endt and C.van der Leun, Nucl. Phys.
A214 (1973) p.1

- Enge83 H.Engel, Diplomarbeit, Erlangen (1983)
- Eyri74 W.Eyrich et. al., Jahresbericht des Physikalischen Institutes der Universität Erlangen Nürnberg (1974)
- Ferg65 A.J.Ferguson, Angular Correlation Methods In Gamma Ray Spectroscopy, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1965)
- Fren69 J.B.French, C.E.Halbert, Advances in nuclear physics, 3, Plenum Press, New York (1969)
- Gill75 R.D.Gill, Gamma Ray Angular Correlations, Academic Press, (1975)
- Jeuk77 J.P.Jeukenne, A.Lejeune and C.Mahaux Phys. Rev. C16 (1977) p.80
- Jahr80 Jahresbericht des Physikalischen Institutes der Univ. Erlangen-Nürnberg (1980) p.9
- Jahr82 Jahresbericht des Physikalischen Institutes der Univ. Erlangen-Nürnberg (1982) p.337
- John70 R.C.Johnson and P.J.R.Soper, Phys.Rev. C1 (1970) p.976
- Keat73 P.W.Keaton and D.D.Armstrong, Phys.Rev. C8 (1973) p.1692
- LN 78 Lecture Notes in Physics, No. 89, (1978)
- Lohr74 J.M.Lohr and W.Haeberli Nucl.Phys. A232 (1974) p.381
- Mell83 S.Mellema et. al., Phys.Rev C, Vol. 28 No. 6 (1983) p.2267
- Meye80 M.Meyer, Diplomarbeit, Erlangen (1983)

- Ohta83 F.Ohtani et. al., Phys.Rev C, Vol. 28,
No.1 (1983)
- Ortn80 H.-W. Ortner, Diplomarbeit, Erlangen (1980)
- Ortn83 H.-W. Ortner, W. Eyrich, A.Hofmann and
U. Scheib, Phys. Rev. C, Vol. 27, No. 5
(1983) p.1988
- Pere63 C.M.Perey and F.G.Perey, Phys.Rev. 132
(1963) p.755
- Pere67 F.G.Perey and G.R.Satchler, Nucl.Phys. A97
(1967) p.515
- Perr77 G.Perrin et.al., Nucl. Phys. A 282 (1977)
p.221
- Pong75 W.S.Pong and N.Austern, Ann. of Phys. 93
(1975) p.369
- Rayn69 J.Raynal, A Fortran-IV Program for Auto-
matic Searches with the Nuclear Optical
Potential for Spin 0, 1/2 and 1 Particles
DPHT/69-42 (1969)
- Rayn77 J.Raynal, Computercode ECIS, CEN Saclay (1977)
- Rose67 H.J.Rose, D.M.Brink, Rev. of Mod. Phys.
39, No 2 (1967) p.306
- Rybi70 F.Rybicki, T.Tamura and R.G.Satchler
Nucl.Phys. A146 (1970) p.659
- Saka80 H.Sakagachi et. al., Phys. Lett. 99 B
No 2 (1980) p.92
- Satc65 R.G.Satchler, Direct Nuclear Reactions,
Lectures in Theoretical Physics, Colo-
rado, University Press (1965)
- Sche75 U.Scheib, Dissertation, Erlangen (1975)

- Sche77 U.Scheib, A.Hofmann and F.Vogler
Lettre al Nuovo Cimento Vol.18 No. 10
(1977), p.301
- Sche82 U.Scheib, Datenaufnameprogramm TRIDUS,
(1982)
- Sche83 U.Scheib, private Miteilungen
- Schl83 H.Schlösser, Projektionsprogramm SIMERA,
(1983)
- Schn73 B.Schneck and A.Hofmann, Z. Physik 260,
(1973) p.35
- Spea81 R.H.Spear, Physics Reports Vol. 73, No. 5
(1981) p.369
- Steu77 D.Steuer, Zulassungsarbeit, Erlangen (1977)
H.Steuer, Zulassungsarbeit, Erlangen (1977)
- Stum81 J.Stumm and A.Hofmann
Nucl. Phys., A363 (1981) p.301
- Stum79 J.Stumm, Dissertation, Erlangen (1979)
- Stum78 J.Stumm and A.Hofmann, Lecture Notes in
Physics, No. 89 (1978) p.251
- Tamu65 T.Tamura, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) p.679
- Vogl79 F.Vogler, Habilitation, Erlangen (1979)
- Vogl83 F.Vogler, J.Bötcher, W.Eyrich, A.Hofmann,
M.Meyer and U.Scheib, Phys. Rev. C Vol.28,
No. 5, (1983) p.1925
- Wata58 S.Watanabe, Nucl. Phys. 8 (1958) p.484
- Wink79 I.Winkler, Diplomarbeit, Erlangen (1979)

Ich danke Herrn Professor Dr. A. Hofmann für die Anregung zu dieser interessanten Arbeit und für sein stetiges Interesse an ihrem Fortgang.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitgliedern der "Gruppe Hofmann", die mir bei der Durchführung der Experimente tatkräftig zur Seite standen, meinen Dank aussprechen. Den Herren Dipl. Phys. H. Schlösser und Dr. U. Scheib danke ich speziell für die Überlassung der nötigen Datenaufnahme- und Auswerteprogramme. Herrn Dipl. Phys. R. v. Frankenberg danke ich für seine unermüdliche Mithilfe an der Strahlzeit im Sommer 84 und Herrn Dipl. Phys. R. Besold danke ich für die Bereitstellung seines Experimentüberwachungssystems.

Bei Herrn Dr. J. Stumm bedanke ich mich für die Überlassung der mikroskopischen Schalenmodellformfaktoren für die Schwefelisotope.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dipl. Phys. H. Engel für seine große Hilfe beim Aufbau der Experimente und bei der Durchführung der Rechnungen.

LEBENS LAUF

Name : Hanns-Werner Ortner

Geburtsdatum : 23. Juni 1954

Geburtsort : Erlangen

Eltern : Masch. Ing. Lorenz Ortner ;
Hannelore Ortner , geb. Semm

Familienstand : ledig

Schulen : 1960 - 1964 Volksschule Erlangen
1964 - 1968 Ohm-Gymnasium Erlangen
1968 - 1974 Albert-Schweizer-
Gymnasium Erlangen
Abitur : 22.6.1974

Studium : 1974 - 1980 Studium der Physik an der
Friedrich-Alexander-Uni-
versität Erlangen-Nürnberg

Prüfungen : 9. 11. 1976 Diplom-Vorprüfung
24. 7. 1980 Diplom-Hauptprüfung

Stellung : seit 1. 9. 1980 wissenschaftliche
Hilfskraft am Physikali-
schen Institut der Uni-
versität Erlangen

